www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

16e JAARGANG No. 10, blz. 289-324 OCTOBER 1954

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE ELECTRODYNAMISCHE DUBBELCONUSLUIDSPREKER

door J. J. SCHURINK.

621.395.623.742

Bij radio-ontvangst met amplitudemodulatie ligt de bovengrens der weergegeven frequenties bij ca. 4500 Hz. Bij radio-ontvangst met frequentiemodulatie en ook bij het spelen van moderne grammofoonplaten en magnetische bandopnamen kunnen hoge tonen met frequenties tot 18 000 Hz goed worden weergegeven. Om deze verbetering tot haar recht te doen komen, is het nodig de frequentiekarakteristiek van de luidspreker met ten minste een octaaf uit te breiden. Een goede oplossing is de electrodynamische luidspreker met dubbele conus, waarvan de mérites in dit artikel worden uiteengezet.

Inleiding

Het frequentiegebied waarvoor het menselijk oor gevoelig is, strekt zich uit van ca. 20 tot 18 000 Hz. Voor een ideale geluidsreproductie moet men eisen dat tonen in dit gehele gebied in de juiste verhoudingen worden weergegeven.

Bij de electro-acoustische geluidsreproductie, zoals wij die aantreffen bij radio en grammofoon, ontbrak hier tot nu toe wel een en ander aan. Zowel de laagste als de hoogste frequenties kwamen niet tot hun recht. In dit artikel zullen wij ons voornamelijk bezighouden met verbeteringen wat betreft de hoge frequenties.

Bij in amplitude gemoduleerde zenders bevat de modulatie weliswaar hoge, in het hoorbare gebied gelegen frequenties, maar in het ontvangtoestel wordt een aanzienlijk deel van het geluidsspectrum (boven ca. 4500 Hz) afgesneden, ten einde storingen door andere zenders, met naburige draaggolf, zoveel mogelijk te vermijden. De oudere grammofoonplaten (bestaande uit schellak met een daarin gedispergeerd naaldslijpmiddel) konden gemoduleerd worden tot ongeveer de bovengrens van het hoorbare frequentiegebied, doch bij het afspelen was men gedwongen een aanzienlijk deel der hoge frequenties te verzwakken of af te snijden, ter beperking van de ruis.

In de laatste tijd is hierin verandering gekomen. Bij de radio is het systeem van frequentiemodulatie (FM) in gebruik gekomen, waarbij met een draaggolf van zo hoge frequentie (ca. 100 MHz) wordt gewerkt dat plaatsruimte in de frequentieband geen rol meer speelt en dus hoge modulatiefrequenties in het ontvangtoestel kunnen worden toegelaten. Bij de grammofoon heeft men, door gebruik te maken van nieuwe platenmaterialen (kunstharsen), de ruis aanzienlijk kunnen beperken, zodat men thans bij het afspelen tot zeer hoge geluidsfrequenties kan gaan [1]). Ook met behulp van de magnetische band is het mogelijk zeer hoge tonen te registreren en weer te geven, vooral sinds, door verbetering van het bandmateriaal, de hierbij vaak storende modulatieruis kan worden verminderd [2]).

Onder deze omstandigheden wordt de luidspreker een onderdeel dat sterk mede bepalend is voor de breedte van het geluidsspectrum. Bij de tot nu toe gefabriceerde luidsprekers lag de bovenste grens van dit spectrum bij 8000 à 9000 Hz. Door deze relatief hoge grens werd gewaarborgd dat de onvermijdelijke onderdrukking der hogere frequenties bij radio en grammofoon niet nog extra door de luidspreker zou worden geaccentueerd. Ook wordt het optreden van ruis in een beperkt frequentiegebied (de zg. „gekleurde" ruis) hierdoor vermeden.

[1]) Zie L. Alons, Nieuwe ontwikkelingen op grammofoongebied, Philips techn. T. **13**, 86-96, 1951.

[2]) D. A. Snel, Toestellen voor magnetische geluidsregistratie, Philips techn. T. **14**, 165-174, 1952; W. K. Westmijze, Het opneem- en weergeefproces bij de magnetofoon, Philips techn. T. **14**, 269-281, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In verband met de bovengenoemde verbeteringen bij radio, grammofoon enz. is het wenselijk gebleken de bovenste grens van de frequentiekarakteristiek van de luidspreker bij 16 000 à 18 000 Hz te leggen. De grens van het gehoorvermogen ligt voor personen jonger dan 30 jaar inderdaad bij ca. 18 000 Hz; met toenemende leeftijd wordt de grens lager (bijv. voor 40-jarigen 16 000 Hz, bij ouderen nog lager, tot zelfs wel beneden 10 000 Hz). Het is niet precies bekend in hoeverre het zin heeft te trachten bij het weergeven van muziek het spectrum tot nog hogere frequenties uit te breiden. De uitbreiding van 8000 tot 18 000 Hz betekent echter reeds dat aan het spectrum ruim een octaaf moet worden toegevoegd.

De electrodynamische conusluidspreker

Van alle tot nu toe ontwikkelde luidsprekers wordt de electrodynamische conusluidspreker het meest gebruikt, dank zij zijn vele goede eigenschappen: een behoorlijk rendement, eenvoudige constructie, betrouwbare werking, goede reproduceerbaarheid in de fabricage en lange levensduur (welke op 20 jaar gesteld kan worden).

Het meest essentiële deel van de luidspreker is de papieren conus. Deze kan zich in de richting van de as vrij bewegen, voor zoverre de beweging niet beperkt wordt door de stijfheid van de elastische bevestiging, door middel van rillen in de rand van de conus en in de centrering nabij de top. Aan de top van de conus is de spreekspoel bevestigd. Deze bevindt zich in een radiaal magnetisch veld (*fig. 1*).

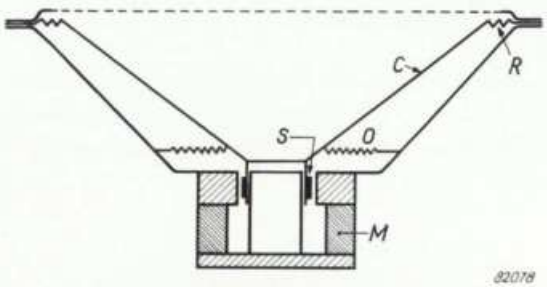
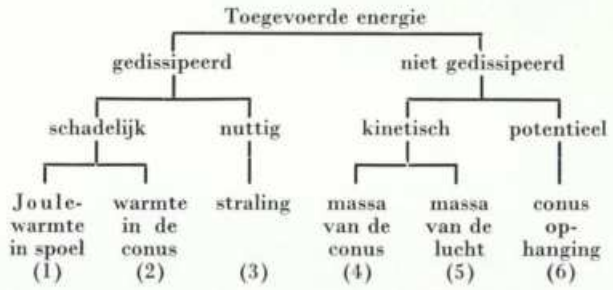


Fig. 1. Schematische doorsnede door een electrodynamische luidspreker. *C* conus, *R* geribbelde rand, *O* ophanging in centrum, *S* spreekspoel, *M* magneet.

Voor de snelle beweging van de conus zijn aanzienlijke krachten nodig en dus ook een vrij sterke wisselstroom door de wikkeling van de spreekspoel. Daar deze noodzakelijk een zekere (zij het kleine) weerstand bezit, treedt in de spreekspoel een verlies op (Joule-warmte (1)). Dit is het voornaamste verlies. Een kleine hoeveelheid energie (2) wordt nog gedissipeerd in het materiaal van de conusophanging, ten gevolge van de herhaalde vormveranderingen. De rest van de toegevoerde energie (3) wordt gedissipeerd als straling, dus als nuttige geluidsenergie [3]). Verder treedt kinetische energie op doordat de conus (4) en de omringende lucht (5) in beweging zijn, afwisselend met potentiële energie (6) in het materiaal van de conusophanging, dat elastisch wordt gedeformeerd. Deze energie wordt niet gedissipeerd.

De bovengenoemde energiebedragen vindt men terug in onderstaande energiebalans.



Ten einde de kwaliteiten van verschillende luidsprekers te kunnen vergelijken, is het nodig de frequentiekarakteristiek (getrouwheidskromme) te bestuderen. De grootheid die wij als functie van de frequentie f wensen te kennen, is het rendement η, d.i. het uitgestraalde vermogen, gedeeld door het ingangsvermogen; η bedraagt meestal enkele % [4]).

In de getrouwheidskromme spelen vier, min of meer scherp bepaalde, frequenties een bijzondere rol, namelijk de resonantiefrequentie f_r, de frequentie f_1 waarbij de golflengte vergelijkbaar is met de afmeting van het klankbord, de frequentie f_2 waarbij de golflengte vergelijkbaar is met de afmeting van de conus, en de frequentie f_3 waarboven de delen van de conus niet meer met elkaar in faze

Tabel I. Overzicht van de wijze waarop de amplitude x_m en de snelheidsamplitude v_m van de conus en het bij constante spreekspoelstroom uitgestraalde vermogen P van de frequentie f afhangen. P_d (dipool) slaat op een vrij stralende luidspreker, P_w op een luidspreker in een oneindige wand, P_k op een luidspreker, geplaatst in een klankbord of klankkast van eindige afmeting.

	$f<f_r$	$f>f_r$		
v_m	$\sim f$	$\sim f^{-1}$		
x_m	const.	$\sim f^{-2}$		
		$f_r<f<f_2$		$f>f_2$
P_d	$\sim f^6$	$\sim f^2$		$\sim f^{-2}$
P_w	$\sim f^4$	const.		$\sim f^{-2}$
		$f_r<f<f_1$	$f_1<f<f_2$	
P_k	$\sim f^6$	$\sim f^2$	const.	$\sim f^{-2}$

[3]) A. Th. van Urk en R. Vermeulen, Straling van geluid, Philips techn. T. **4**, 225-234, 1939.

[4]) J. de Boer, Het rendement van luidsprekers, Philips techn T. **4**, 313-319, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn en de conus dus een gecompliceerd trillingspatroon gaat vertonen. Om de gedachten te bepalen, kan men zich voorstellen dat $f_r \approx 50$ Hz, $f_1 \approx 300$ Hz, $f_2 \approx 600$ Hz en $f_3 \approx 1000$ Hz.

In bovenstaande *tabel I* is te zien hoe het rendement η of, wat nagenoeg op hetzelfde neerkomt, het afgegeven vermogen P, bij constante wisselstroom door de spreekspoel, theoretisch van de frequentie afhangt. Tevens is vermeld hoe de amplitude van de uitwijking (x_m) en die van de snelheid (v_m) zich als functie van de frequentie gedragen.

De bewegingsvergelijking van de conus

Loopt door de spreekspoel een stroom i, dan werkt op de spoel een kracht $K = Bli$ in de richting van de as (waarbij l de draadlengte van de spreekspoelwikkeling en B de inductie in de luchtspleet voorstelt). Is i een wisselstroom met frequentie f ($= \omega/2\pi$), dan geraakt de conus in trilling. De amplitude v_m van de snelheid van deze trilling is, bij gegeven i, maximaal voor de resonantiefrequentie f_r, welke in hoofdzaak bepaald wordt door de stijfheid S van de conusbevestiging en door de totale massa M (deze is de som van twee componenten, de massa M_c van de conus plus de spreekspoel, en de massa van de lucht die met de conus meebeweegt). Hieruit volgt, dat

$$\omega_r = 2\pi f_r \approx (S/M)^{\frac{1}{2}}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

De bewegende conus veroorzaakt in de omgevende lucht een wisseldruk p, die op de conus een kracht $K_p = -\pi R^2 p$ uitoefent, waarbij R de straal is van de cirkelvormige buitenrand. Het quotient van deze kracht en van de snelheid v van de conus noemt men de mechanische impedantie Z. Stellen wij de stroom door de spoel voor door $i = i_m \exp(j\omega t)$, dan vinden wij voor Z een complexe waarde:

$$Z = Z_r + j\, Z_i. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Daarbij zijn Z_r en Z_i functies [5]) van kR, waarin $k = \omega/c = 2\pi f/c = 2\pi/\lambda$ (c = geluidssnelheid, λ = golflengte).

In het gebied waar $kR<1$, is Z_r voor een conus, geplaatst in een oneindig groot klankbord, evenredig met f^2 en voor een vrij stralende conus met f^4, en Z_i in beide gevallen met f. In het gebied $kR>1$ is in beide gevallen Z_r nagenoeg constant en Z_i evenredig met f^{-1}.

De overgang tussen de gebieden $kR<1$ en $kR>1$ ligt bij de frequentie $f_2 = c/2\pi R$. Daar deze frequentie in de buurt ligt van de frequentie f_3, waarboven niet meer alle delen van de conus in faze trillen (een verschijnsel waarop wij in dit artikel later nog uitvoeriger zullen ingaan), heeft het weinig zin de hier ontwikkelde theorie toe te passen in het gebied waarvoor $kR>1$. Wij bepalen ons daarom in hoofdzaak tot het gebied $kR<1$ en dus $f<f_2$. In dit gebied zijn dan nog twee deelgebieden te onderscheiden, dat waarvoor $f<f_r$ en dat waarvoor $f_r<f<f_2$.

Op de conus met massa M_c werkt, behalve de uitwendige kracht K en de luchtreactie K_p, nog de stijfheidskracht $-Sx$ (waarbij x de uitwijking van de conus voorstelt), de wrijvingskracht in de ophanging, $-hv$, en de traagheidskracht $-M_c\ddot{x} = -M_c\dot{v}$. Bedenken wij weer dat alle bewegingsgrootheden evenredig zijn met $\exp(j\omega t)$, zodat $\ddot{x} = \dot{v} = j\omega v$ en $v = \dot{x} = j\omega x$, en dat de som van alle krachten nul is, dan volgt daaruit:

$$v = \frac{K}{j\omega M_c + h + \dfrac{S}{j\omega} + Z}, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin $Z = Z_r + jZ_i$. De term jZ_i kunnen wij optellen bij $j\omega M_c$. De grootheid Z_i/ω (welke constant is voor $f<f_2$) stelt de aequivalente massa van de meebewegende lucht voor. Het reële deel Z_r van Z kunnen wij vergelijken met h, welke laatste grootheid de inwendige wrijving bepaalt. Zowel h als Z_r zijn dus dissipatietermen. Z_r bepaalt de stralingsdissipatie, de nuttige geluidsstraling. Inderdaad is het uitgestraalde vermogen:

$$P = Z_r \overline{v^2} = Z_r v_{eff}^2 = \tfrac{1}{2} Z_r v_m^2. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Wij veronderstellen nu dat $K = K_m \exp(j\omega t)$ en dat $K_m =$ const. Rekening houdend met het feit dat, voor $f<f_r$, Z_i evenredig is met f en Z_r met een hogere macht van f, zien wij dat in het gebied $f<f_r$ de belangrijkste bijdrage tot v geleverd wordt door de stijfheidsterm $S/j\omega$, zodat in dit gebied de snelheid v_m evenredig is met f.

Boven de resonantiefrequentie, dus in het gebied $f_r<f<f_2$, overheerst de term $j(\omega M_c + Z_i)$, welke evenredig is met f. In dit gebied is v_m dus evenredig met f^{-1}. Bij $f \approx f_r$ bereikt v_m een maximum.

Uit het voorgaande volgt dat in het gebied $f<f_r$ de amplitude x_m van de conus ($x_m = v_m/\omega$) ongeveer constant is, terwijl voor $f_r<f<f_2$, x_m evenredig is met f^{-2}.

Het gedrag van P als functie van f is verschillend, naar gelang wij te doen hebben met een vrij stralende luidspreker (dipool) of met een luidspreker, geplaatst in een oneindig groot klankbord. Voor de vrij stralende luidspreker is, als $f<f_2$, P evenredig met $\omega^4 v_m^2$, zodat $P \sim f^6$ als $f<f_r$ en $P \sim f^2$ als $f_r<f<f_2$.

Voor een luidspreker in een oneindig groot klankbord is P voor $f<f_2$ evenredig met $\omega^2 v_m^2$ en dus $P \sim f^4$ als $f<f_r$, en $P \approx$ const. als $f_r<f<f_2$. Het uitgestraalde vermogen dat op grote afstand ($r \gg R$) van de luidspreker per eenheid van oppervlakte wordt doorgelaten, is gelijk aan $p_r^2/\varrho c$, waarin p_r de druk op afstand r voorstelt en ϱ de dichtheid van de lucht. Het totale vermogen vindt men door de grootheid $p_r^2/\varrho c$ over een bol met straal r te integreren. Daarom geldt wat boven voor het vermogen P werd afgeleid, ook voor de grootheid p_r^2, mits geïntegreerd ($\int r^2 p_r^2 d\Omega$).

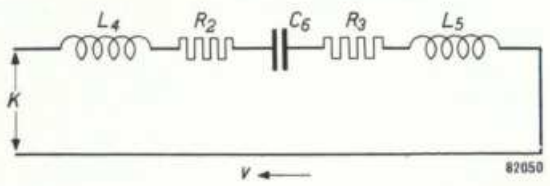


Fig. 2. Electrisch vervangingsschema voor de electrodynamische luidspreker.

Is de luidspreker gemonteerd op een klankbord van beperkte afmetingen, dan gedraagt het geheel zich bij hoge frequenties vrijwel alsof het klankbord oneindig groot was en bij lage frequenties alsof men met een dipoolstraler te doen had. De grens tussen deze gebieden ligt bij de frequentie f_1 waarvoor de lengte L van de luchtweg om het klankbord heen gelijk is aan $\frac{1}{2}\lambda$, zodat

$$f_1 = \frac{c}{2L}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Voor formule (3) kan men een electrisch vervangingsschema opstellen (*fig. 2*). Hierin vervult de kracht $K = Bli_m \exp(j\omega t)$

[5]) Zie het in [3]) aangehaalde artikel, waarin Z_r en Z_i voor een aantal gevallen als functie van kR grafisch zijn voorgesteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de rol van „wisselspanning", welke in het aangegeven netwerk de „stroom" v opwekt. Daarbij is $R_2 = h$, $R_3 = Z_r$, $L_4 = M_c$, $L_5 = Z_i/\omega$, $C_6 = 1/S$ (de indices komen overeen met de bijdragen in de boven gegeven energiebalans) [6]).

De getrouwheidskromme in de practijk

In het bovenstaande hebben wij gezien hoe de verschillende grootheden die bij het gedrag van de luidspreker een rol spelen, zich theoretisch als functie van de frequentie gedragen.

Wij willen thans bespreken hoe de getrouwheidskromme in de practijk er uitziet en door welke maatregelen men deze kromme de gewenste gedaante kan geven.

Eerst enkele opmerkingen over de meting van het door de luidspreker uitgestraalde vermogen. Men meet gewoonlijk de geluidsdruk in een bepaald punt, bijv. in een punt van de as van de luidspreker op een bepaalde afstand. Indien de luidspreker alzijdig gelijkelijk straalde, zou de aldus verkregen karakteristiek, op logarithmische schaal uitgezet, hetzelfde verloop vertonen als die voor het vermogen (dit zou nl. evenredig zijn met het kwadraat van de geluidsdruk).

In werkelijkheid is het stralingsdiagram van de luidspreker afhankelijk van de frequentie, en wel meestal zo dat de hoofdstralingskegel nauwer wordt naarmate de frequentie toeneemt. Daardoor komt de op de as gemeten drukkarakteristiek in het gebied der hoge frequenties ($f > f_2$) ten opzichte van de vermogenskarakteristiek hoger te liggen. De eigenschappen van de luidspreker bij hoge frequenties worden hierdoor iets geflatteerd weergegeven.

In de aan dit artikel toegevoegde figuren stellen de getrouwheidskrommen steeds de geluidsdruk in de as voor, uitgezet als functie van de frequentie, en wel bij constante wisselstroom door de spreekspoel.

Wij zullen hier niet uitvoerig ingaan op de meetmethodiek volgens welke deze krommen worden verkregen. Wij volstaan met te vermelden dat door de spoel een constante wisselstroom van geleidelijk toenemende frequentie wordt gezonden en dat tegelijkertijd de met een microfoon en versterker gemeten geluidsdruk wordt vastgelegd op een papierstrook, die synchroon beweegt met het frequentieverloop [7]). Het gehele frequentiespectrum wordt daarbij in ca. 40 seconden doorlopen. Bij een bepaalde frequentie (1000 Hz) wordt de spoelstroom kortstondig verbroken, waardoor een onderbreking in de karakteristiek ontstaat, die als merkteken dient om te controleren of de opgetekende kromme op de juiste wijze ten opzichte van de frequentieschaal is geplaatst. Deze onderbreking is in de kromme van *fig. 3* (bij M), en ook in de figuren 6 en 9 duidelijk te zien [8]).

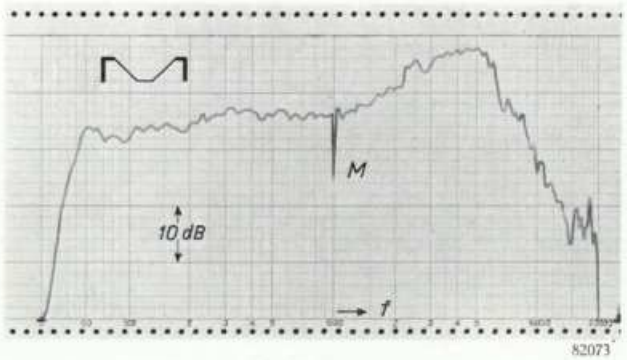


Fig. 3. Getrouwheidskromme van een normale luidspreker (conusdiameter 20 cm). Op logarithmische schaal is de geluidsdruk p in de as, bij constante spoelstroom, uitgezet als functie van de frequentie f. Het merkteken M (verkregen door bij het doorlopen van de karakteristiek de spoelstroom even te onderbreken) duidt de frequentie van 1000 Hz aan.

Ofschoon wij, zoals gezegd, ons in dit artikel meer in het bijzonder zullen bezighouden met de weergave der hoge frequenties, willen wij toch ook in het kort de lage en middenfrequenties in onze beschouwingen betrekken.

Weergave der lage tonen

De laagste door een luidspreker onvervormd weer te geven toon wordt bepaald door de resonantiefrequentie, welke afhangt van de stijfheid (van de ophanging van de conus aan de rand en van de bevestiging van de conus in het centrum) en van de totale massa (conus plus spreekspoel plus luchtbelasting). Hoewel de resonantiefrequentie enigermate afhankelijk is van de conusafmetingen en in meerdere mate van het maximaal toelaatbare ingangsvermogen waarvoor men de luidspreker wenst te vervaardigen, is het toch niet moeilijk deze frequentie zo laag te leggen dat, wat de luid-

---

[6]) Voor het vervangingsschema zie bijv. H. F. Olson, Elements of acoustical engineering, Van Nostrand, 2nd ed. New York 1947 (i.h. bijz. Ch. VI). Olson gebruikt als „stroom" de acoustische grootheid $U = Av$ (waarin $A = \pi R^2$ en dus U het per seconde door de conus doorlopen volume) en als „spanning" de grootheid Bli/A (welke de dimensie heeft van een druk). De impedanties moeten dan alle nog door een factor A^2 worden gedeeld.

In het schema van fig. 2 komt de in de spreekspoel ontwikkelde Joule-warmte (de grootste verliespost) niet tot uiting. Men zou deze kunnen verantwoorden door de impedantieketen te overbruggen met een weerstand R_1, zodanig dat K^2/R_1 gelijk is aan $R_s i^2$, waarin R_s de weerstand van de spreekspoel voorstelt.

[7]) Zie ook R. Vermeulen, Het onderzoek van luidsprekers, Philips techn. T. **4**, 371-380, 1939.

[8]) In de figuren 3, 6, 9 en 10 zijn de dikke horizontale lijnen (in fig. 10 cirkels) geplaatst op een afstand van 10 dB. Hiermee is dus bedoeld dat, gaande van een lijn naar de naast hogere, de druk p toeneemt met een factor $\sqrt{10}$ en de grootheid p^2 met een factor 10.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spreker zelf betreft, een uitstekende weergave, ook van practisch gesproken de laagste in de muziek voorkomende tonen, gewaarborgd is.

Een luidspreker met een conusdiameter van 30 cm kan, bij een maximaal toelaatbare electrische belasting van 15 W, zelfs een resonantiefrequentie van ca. 20 Hz hebben, en een met 20 cm conusdiameter, bij een maximaal ingangsvermogen van 10 W, een resonantiefrequentie van 45 Hz.

Beneden de resonantiefrequentie neemt het afgegeven vermogen met 12 dB (een factor 16) per octaaf af. Dit geldt voor een luidspreker, geplaatst in een „ideaal" (oneindig groot) klankbord.

Bij het in de practijk het meest voorkomende geval van een luidspreker, geplaatst in een klankbord van beperkte afmetingen of in een radiokast, treedt reeds bij veel hogere frequenties een extra daling van het afgegeven vermogen op. Deze daling, welke ca. 6 dB per octaaf (factor 4 in het uitgestraalde vermogen) bedraagt, berust op het feit dat de lucht om het klankbord heen kan stromen, van de voorzijde naar de achterzijde van de conus en omgekeerd. Zij begint merkbaar te worden bij de frequentie f_1 („acoustische kantelfrequentie").

De bedoelde daling van 6 dB per octaaf (in het gebied $f_r < f < f_1$) kan voor niet te lage frequenties, bijv. tot 1 octaaf beneden f_1, gecompenseerd worden door de getrouwheidskromme van de versterker te wijzigen. Zelfs bij versterkers met een gering uitgangsvermogen is dit mogelijk, althans voor een laag uitgangsniveau (kamersterkte), waarbij het ook het meest nodig is. Men overbrugt daartoe een deel van de ingangspotentiometer met een in serie geschakelde weerstand en condensator, waardoor de hoge frequenties ten opzichte van de lage worden verzwakt (automatische bascompensatie).

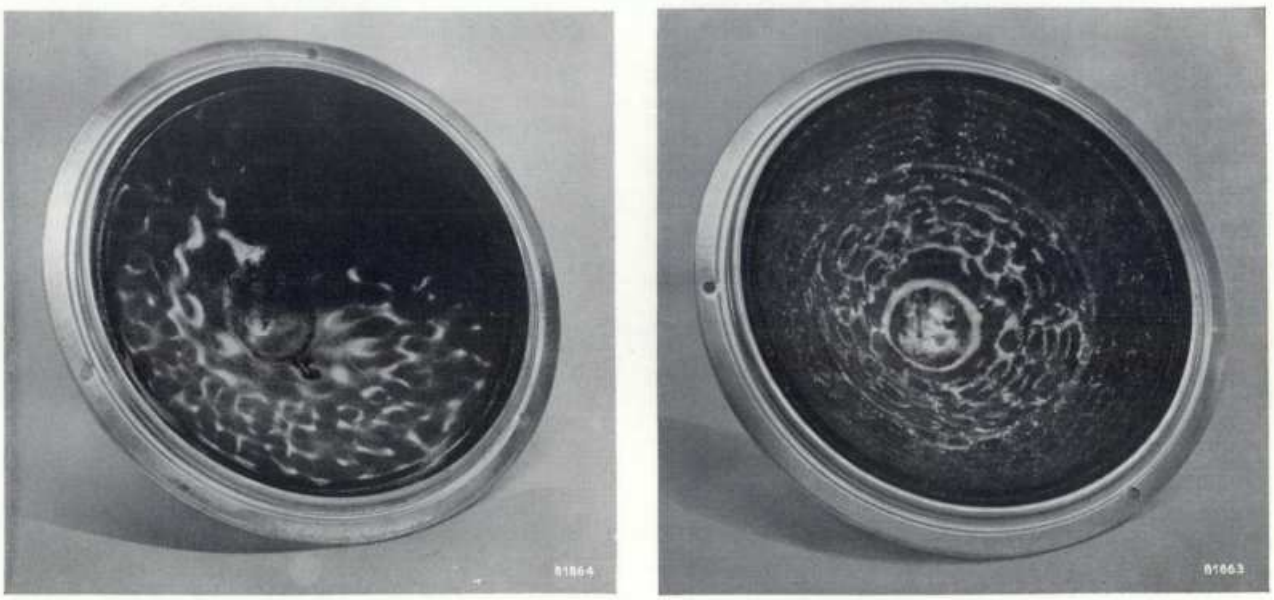
In deze gevallen heeft het weinig zin een zeer lage resonantie toe te passen, zelfs kan het van belang zijn de resonantie opzettelijk hoger te leggen, bijv. 1 octaaf beneden f_1.

Weergave in het middengebied

Boven het resonantiepunt is (bij constante stroom) het vermogen voor een op een zeer groot klankbord gemonteerde luidspreker als functie van de frequentie vrijwel constant, althans zolang $f < f_2$. In het gebied $f > f_2$ treedt theoretisch een daling op (zie tabel I). Het bovenstaande geldt echter slechts voor dat deel van het spectrum waarvoor alle delen van de conus in faze trillen. De bovenste grens van dit gebied (frequentie f_3) ligt meestal ongeveer bij 1000 Hz, voor grote conussen iets lager, voor kleine iets hoger. Boven ca. 1000 Hz begint de conus een gecompliceerd trillingspatroon te vertonen. Daarbij trilt slechts een onregelmatig begrensd deel van de conus rondom de spreekspoel in faze. Verder vertoont de conus „knooplijnen".

Men kan de knooplijnen zichtbaar maken door de conus met een poeder te bestrooien en lange tijd in één frequentie te laten trillen, waarbij men figuren krijgt die nauw verwant zijn aan de bekende klankfiguren van Chladni (*fig. 4*).

Ten gevolge van dit gedrag wordt de effectieve massa van de conus bij toenemende frequentie kleiner en de snelheden dus relatief groter, waardoor de drukkarakteristiek gaat stijgen.



a *b*

Fig. 4. Luidsprekerconus met gecompliceerd trillingspatroon (klankfiguren van Chladni).
a) Frequentie 4000 Hz. *b*) Frequentie 12 000 Hz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Weergave van hoge tonen

Bij een juiste keuze van het conusmateriaal is het mogelijk het trillingspatroon zich zodanig te doen vormen dat de karakteristiek van de geluidsdruk in het gebied boven 1000 Hz regelmatig blijft stijgen, hetgeen wenselijk is om een goede geluidsweergave tot 6000 à 8000 Hz te verkrijgen.

Bij nog hogere frequenties gaat de karakteristiek steil omlaag, doordat het in faze trillende deel van de conus ten slotte te klein wordt en bovendien voor de straling ongunstig is gelegen, namelijk in het diepste punt van de conus. Daardoor ontstaat in de buurt van 6000 à 8000 Hz een top, die in de (overigens schaarse) publicaties over luidsprekerconussen wel eens wordt aangeduid met „het resonantiepunt van de conus zelf". Dit is feitelijk onjuist in zoverre dat de bedoelde top bepaald wordt door de massa van slechts een deel van de conus, en door de stijfheidseigenschappen van het omringende conusmateriaal.

De gewenste stijging van de geluidsdrukkromme als functie van de frequentie, die nodig is opdat het uitgezonden vermogen niet met toenemende frequentie zal dalen, moet ongeveer 6 dB per octaaf bedragen ($p \sim f$). Aan deze eis is met mechanische maatregelen moeilijk te voldoen. In de regel neemt men genoegen met ca. 4 dB per octaaf en corrigeert men het ontbrekende door de electrische karakteristiek van de versterker te laten oplopen.

Gebruikt men de luidspreker achter een versterker die, zoals gewoonlijk het geval is, bij constant ingangssignaal een van de frequentie onafhankelijke uitgangsspanning levert (dus achter een versterker met spanningstegenkoppeling), dan moet men er bovendien nog rekening mee houden dat de stroom door de spreekspoel afhangt van de impedantie van deze spoel. Bij de meeste luidsprekers neemt de impedantie sterk toe met toenemende frequentie. In Europa maakt thans alleen Philips luidsprekers met „constante impedantie", waarmee bedoeld wordt dat de impedantie bij 20 kHz minder dan 40 % groter is dan die bij 1000 Hz. Bij luidsprekers met „oplopende impedantie" kan deze bij 20 kHz wel het vijfvoudige zijn van die bij 1000 Hz. Ter illustratie is in *fig. 5* het impedantieverloop weergegeven voor een luidspreker met „constante" en een met „oplopende" impedantie.

Distorsie

Wij willen nog enkele opmerkingen maken over de „niet-lineaire vervorming" of „niet-lineaire distorsie". Deze distorsie wordt veroorzaakt, enerzijds door het niet evenredig zijn van terugdrijvende kracht en uitwijking van de conus (dus doordat de stijfheid van de ophanging niet constant is maar bij toenemende uitwijking toeneemt), anderzijds doordat de kracht op de spoel, behalve door de stroom, mede bepaald wordt door de plaats van de spoel in het (niet geheel homogene) magneetveld. Een zo goed mogelijk constante verhouding tussen kracht en stroom heeft men in de hand door de verhouding tussen de luchtspleethoogte en de bewikkelde spreekspoelhoogte juist te kiezen, verder door het verloop van de inductie in de luchtspleet. Het niet evenredig zijn van de terugdrijvende kracht met de uitwijking kan men verbeteren door een geschikte keuze van het conusmateriaal en door een juiste verhouding van de stijfheden der beide conus-ophangingselementen.

De niet-lineaire distorsie uit zich in de practijk op verschillende wijzen. In het gebied beneden 1000 Hz heeft zij ten gevolge dat er, bij het toevoeren van een sinusvormig signaal, boventonen („hogere harmonischen") optreden. Betrekt men ook de rest van het spectrum in zijn beschouwingen, dan is vooral de „intermodulatiedistorsie" van belang, welke bestaat in het optreden van frequenties $f_a + f_b$ en $f_a - f_b$, bij gelijktijdige aanwezigheid van twee frequenties f_a en f_b in het ingangssignaal. Vooral de verschilfrequentie $f_a - f_b$ kan hinderlijk zijn, indien f_a en f_b hoog zijn en $f_a - f_b$ in het middengebied komt te liggen.

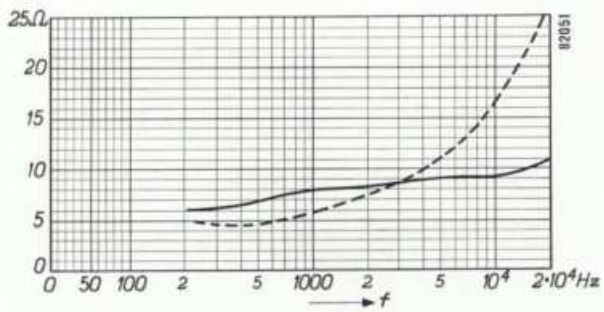


Fig. 5. Spreekspoelimpedantie als functie van f, bij een luidspreker met „constante" impedantie (getrokken lijn). Ter vergelijking hetzelfde verloop voor een gewone luidspreker, met oplopende impedantie (stippellijn).

Ook de vorm van de weergavekarakteristiek heeft invloed op de intermodulatiedistorsie. Heeft de karakteristiek een zeer onregelmatig verloop, met veel pieken en dalen, dan treedt deze distorsie meer op de voorgrond. Voor het vermijden van niet-lineaire distorsie is van belang de plaats van de spreekspoel in ruststand ten opzichte van het magneetveld (het midden van de spoel moet samenvallen met het sterkste deel van het veld). Verder mag, zoals gezegd, de amplitude van de conus niet te groot zijn. Daarom is het gebruik van een groot

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

klankbord gewenst, omdat daardoor de resonantiefrequentie lager wordt (invloed van de luchtmassa) en de amplitude kleiner (grotere stralingsdemping [9])).

Bij de Philips luidsprekers heeft men tegenwoordig de distorsie-eigenschappen goed in de hand. De dure typen zijn uiteraard beter dan de goedkope, maar bij juiste toepassing voldoen alle gefabriceerde typen in dit opzicht aan zeer hoge eisen.

Uitbreiding van het frequentiegebied

Toen het probleem gesteld werd aan het frequentiegebied een octaaf toe te voegen, heeft men getracht de electrodynamische luidspreker, die zijn goede eigenschappen in het gebied tot 8000 Hz reeds had bewezen, zodanig te wijzigen dat aan de nieuwe eis werd voldaan.

Het bleek daarbij wenselijk niet alleen de gevoeligheid voor hoge frequenties te vergroten, maar tegelijkertijd het stralingsdiagram in het gebied der hoge en hoogste frequenties zodanig te verbeteteren dat een betere „spreiding" van het geluid bij hoge tonen werd verkregen. Bij een enkelvoudige conus is de geluidsstraling, naarmate men verder voortschrijdt in het gebied der hoge freqenties, meer en meer beperkt tot een smalle bundel. Een van de middelen om een breder stralingsdiagram te verkrijgen, rekening houdend met het feit dat men door normalisatie aan bepaalde conusafmetingen is gebonden, is het toepassen van een conus met grote tophoek.

Een geringe uitbreiding van het gebied der hoge frequenties (tot 12 000 Hz) was reeds mogelijk door verharding van bepaalde delen van de conus. Deze verbetering werd echter onvoldoende geacht, ook al omdat hierdoor geen betere spreiding bij hoge frequenties werd verkregen.

Combinatie van twee luidsprekers

Nu was het bekend dat de karakteristiek naar hogere frequenties wordt uitgebreid als de afmetingen van de conus en de spreekspoel worden verkleind, mits beide een zo klein mogelijke massa hebben en het conusmateriaal zodanig wordt gekozen dat de kleine conus relatief stijver is. Door het gebruik van een kleine spreekspoel bereikt men dat de conus meer in de top wordt aangestoten en de koppeling tussen conus en spoel wordt verbeterd. Op deze manier kan men een kleine luidspreker maken die frequenties tot 15 000 Hz nog met goed rendement weergeeft, echter uiteraard door zijn kleine afmetingen minder geschikt is voor weergave van lage tonen. Het ligt nu voor de hand dat men tracht de weergave van hoge tonen te verbeteren door in serie met of parallel aan de gewone luidspreker, waarvan het spectrum tot 8000 Hz gaat, een kleine luidspreker te schakelen die de tonen boven 8000 Hz voor zijn rekening neemt. Voorziet men de kleine luidspreker van een conus met grote tophoek, dan wordt tevens het stralingsdiagram voor de hoogste frequenties gunstiger, waarbij ook de in verhouding tot de golflengte kleine afmeting van de conus van deze luidspreker nog een belangrijke rol speelt.

Hoe eenvoudig en doeltreffend deze oplossing ook schijnt, in werkelijkheid zijn er wel bezwaren tegen in te brengen.

In de eerste plaats zal het rendement van de kleine luidspreker veel geringer zijn dan dat van de grote. De kleine luidspreker heeft uiteraard een kleinere luchtspleetoppervlakte, en tevens een kleinere inductie in de luchtspleet (door verzadiging van de weekijzeren kern). Het product van inductie en nuttige luchtspleetoppervlakte (een maat voor de totale nuttige flux en dus voor het rendement) is dus kleiner. De weergave der hoge tonen wordt op deze wijze wel verbeterd, maar op een te laag niveau. Door het acoustische „maskeringseffect" (het oor stelt zich in op het in het middentoongebied aanwezige geluidsniveau) zal de verkregen uitbreiding van het spectrum nog minder tot zijn recht komen.

Het enige middel om dit te verhelpen, zou zijn dat men het rendement van de grote luidspreker verkleinde. Dit zou echter meebrengen dat men, om een zelfde acoustisch vermogen te produceren, het electrische eindvermogen van de versterker zou moeten vergroten, hetgeen natuurlijk zeer oneconomisch zou zijn.

Men kan trachten de hogere kosten te compenseren (en in het buitenland heeft men dit ook wel gedaan), door voor de kleine luidspreker een eenvoudiger type te kiezen, bijv. een electrostatische luidspreker (condensatorluidspreker) of een kristalluidspreker. Beide hebben echter zekere bezwaren, namelijk aanzienlijke distorsie en gevoeligheid voor variërende klimatologische omstandigheden. Stelt men werkelijk hoge eisen aan de geluidskwaliteit in het gebied der hoge tonen, dan is het gebruik van deze luidsprekers ongewenst.

Er is nog een ander, niet minder belangrijk bezwaar tegen het werken met twee luidsprekers. Doordat de twee conussen niet in faze trillen en het

[9]) De demping in het resonantiepunt is eveneens van belang voor het gedrag van de conus onder invloed van een kracht die discontinu is in de tijd, bijv. onder invloed van een sinusvormige kracht die plotseling begint of plotseling ophoudt („transient response"). Behalve van het conusmateriaal (pieken in de getrouwheidskromme) is het bedoelde aanlopen resp. uitsterven van de trilling sterk afhankelijk van de demping.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fazeverschil afhangt van de frequentie en de richting, treden interferenties op, ten gevolge waarvan in het overgangsgebied sommige delen van het spectrum veel minder sterk worden weergegeven, afhankelijk van de plaats van waarneming („overgangsdip"; zie *fig. 6a*). Men kan hieraan tegemoet komen door de luidsprekers op grote afstand van elkaar te plaatsen. De interferentieminima en -maxima worden dan minder duidelijk, zodat een vrijwel gelijkmatige karakteristiek ontstaat. De vereiste afstand tussen de luidsprekers bedraagt echter enige meters, zodat het niet meer mogelijk is beide luidsprekers in één kast onder te brengen.

Opstellen van de kleine luidspreker binnen de ruimte vóór de conus van de grote biedt evenmin een goede oplossing, zoals blijkt uit fig. 6*b*.

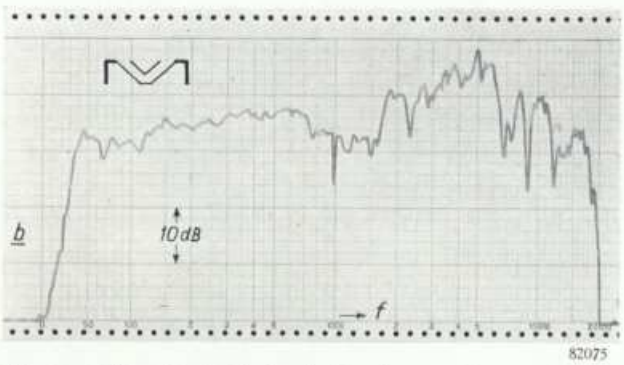


Fig. 6. *a*) Karakteristiek (*p* als functie van *f* voor constante spreekspoelstroom) voor een grote en een kleine luidspreker naast elkaar in één kast.
b) Hetzelfde voor een kleine luidspreker, geplaatst binnen de ruimte vóór de conus van een grote luidspreker.

Luidspreker met dubbele conus

Een oplossing die bevredigende resultaten geeft is deze, dat men één luidspreker toepast met twee conussen. Een dergelijke luidspreker bezit een kleine conus, die zich vóór de grote bevindt en er vast mee is verbonden (*fig. 7* en *8*). Bij de ontwikkeling van dit type is men ervan uitgegaan dat slechts op deze wijze, doordat beide conussen door dezelfde spreekspoel worden aangedreven, een oplossing van het geluidsniveauprobleem in het gebied der hoge

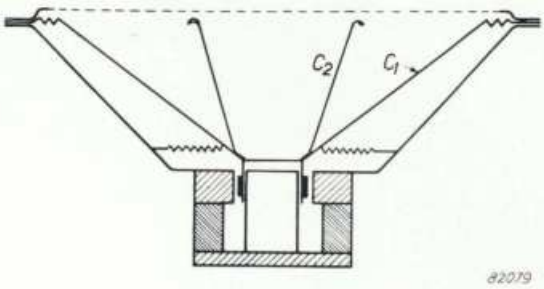


Fig. 7. Doorsnede van de dubbelconusluidspreker (schematisch). C_1 buitenconus, C_2 binnenconus.

frequenties kan worden verkregen. Door juiste dimensionnering (massa en stijfheid) van de binnenconus kan men deze een zodanige karakteristiek geven dat onregelmatigheden in het overgangsgebied verdwijnen (*fig. 9a*). Voor een goede aansluiting tussen het middendeel en het hoge-tonengebied van de getrouwheidskromme is het daarbij nog gunstig dat door het aanbrengen van de binnenconus de massa van de buitenconus wordt vergroot. Bovendien werkt de kleine conus in het gebied van 3000-8000 Hz (waarin de grote conus als straler werkt) nog als verstrooiingskegel, waardoor het stralingsdiagram in dit gebied aanzienlijk wordt verbeterd. Boven de grens van 8000 Hz wordt de rol van straler overgenomen door de kleine conus, die als zodanig blijft werken tot 18 000 Hz. De grote conus doet daarbij dienst als reflector en verbetert het stralingsdiagram in dit frequentiegebied.

Fig. 8. Foto van een dubbelconusluidspreker (type 9710 M).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

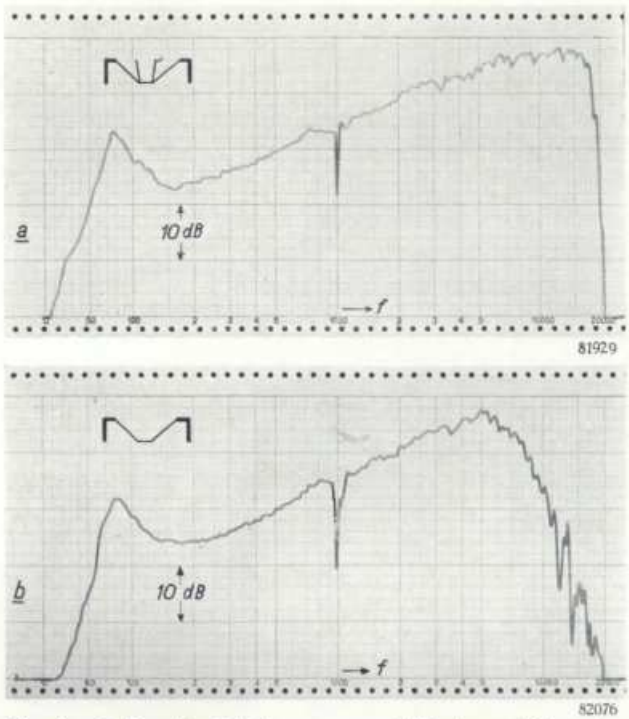


Fig. 9. *a*) Karakteristiek van een dubbelconusluidspreker (zonder klankbord).
b) Ter vergelijking hetzelfde voor de buitenconus alléén.

Een en ander is te zien uit *fig. 10*, waarin de stralingsdiagrammen zijn getekend voor een zelfde luidspreker met en zonder binnenconus.

De dubbele conus heeft slechts één nadeel (indien men dit zo mag noemen), namelijk dat men de werking van de kleine conus niet kan uitschakelen. Wil men om bepaalde redenen een deel van het gebied der hoge tonen niet doen horen (bijv. bij radio met AM-ontvangst en bij het laten spelen van slechte grammofoonplaten, waarbij het naaldgeruis moet worden onderdrukt), dan moet in de versterker een effectief werkende regeling voor hoge tonen (timbre-regelaar) aanwezig zijn, waardoor hoge frequenties kunnen worden onderdrukt, of zelfs rigoureus worden afgesneden (bijv. boven 4000 Hz).

Zelfs dan blijft de gunstige werking van de binnenconus wat betreft de spreiding van het geluid in het gebied beneden de afsnijfrequentie (bijv. 3000-4000 Hz) bestaan.

Trachten wij achteraf te overzien hoe de verbetering in de weergave van de hoge frequenties is verkregen, dan kunnen wij dit samenvatten in de

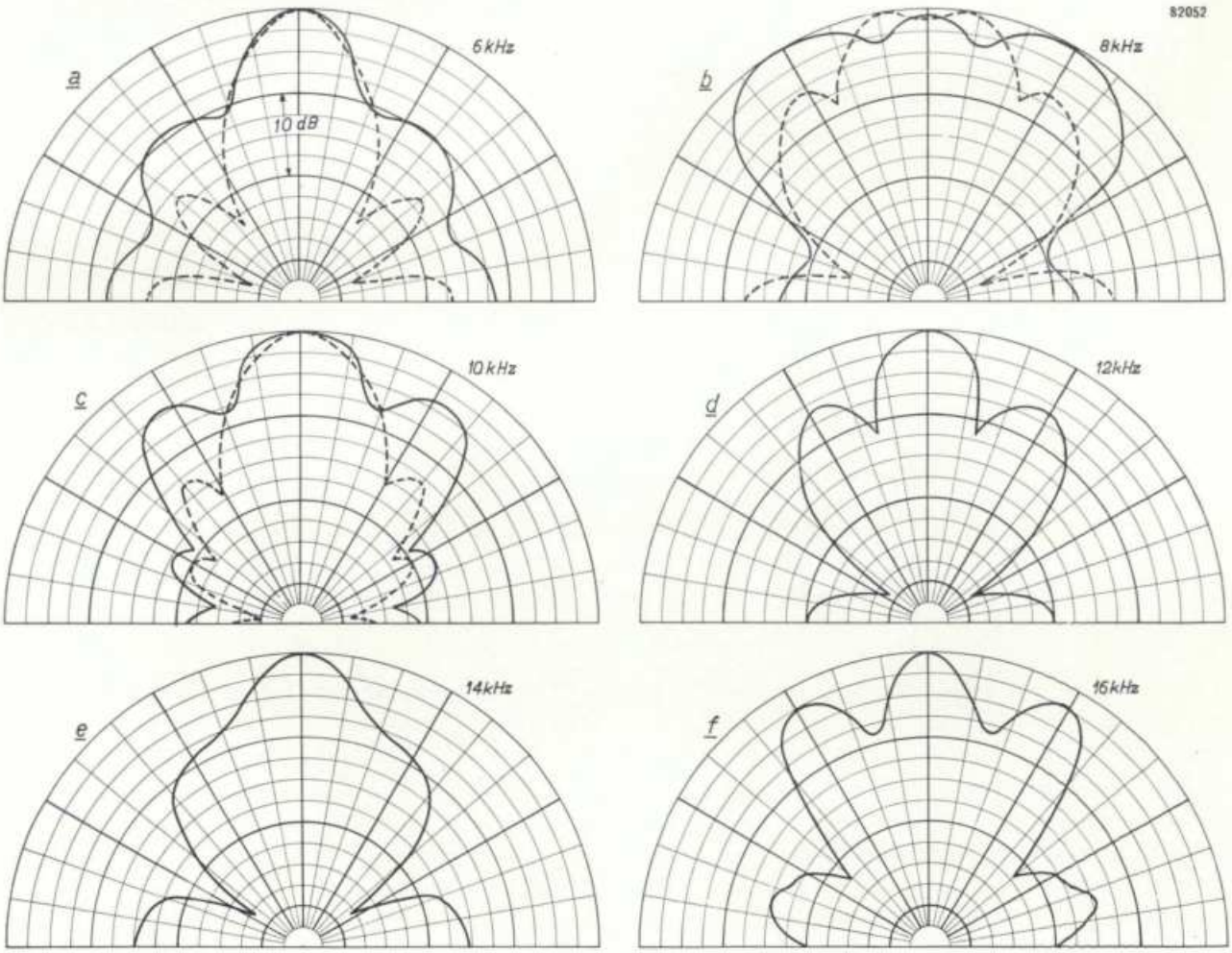


Fig. 10. Stralingsdiagrammen van een dubbelconusluidspreker met een conusdiameter van 20 cm (gedeeltelijk zonder binnenconus: gestippeld) bij frequenties van 6, 8, 10, 12, 14 en 16 kHz. Radiaal is de druk (op vaste afstand) op een logarithmische schaal uitgezet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volgende conclusie: Het op zichzelf gunstige „opbreken" van de conus bij frequenties boven 1000 Hz, waardoor de drukkarakteristiek tot ca. 8000 Hz blijft stijgen, laat ons in het gebied der hoogste frequenties in de steek, omdat dan een te klein en te diep in de conus gelegen deel de straling moet verzorgen. Door het aanbrengen van de binnenconus heeft dit conusgedeelte als het ware een verlengstuk gekregen, waardoor het stralende oppervlak is vergroot en bovendien dit oppervlak (voornamelijk de rand van de binnenconus speelt hierbij een rol) meer naar buiten is gebracht.

Ten slotte willen wij nog opmerken dat het in bepaalde gevallen gewenst kan zijn toch gebruik te maken van twee luidsprekers, waarvan elk een deel van het frequentiespectrum voor zijn rekening neemt. Men doet dit nl. om bepaalde onvolkomenheden van de versterker (electrische intermodulatiedistorsie) op te heffen. De versterker wordt dan uitgevoerd met twee kanalen. Daar men op het hogetonenkanaal een dubbelconusluidspreker kan aansluiten, die ook de lagere frequenties voldoende sterk weergeeft, is het mogelijk het overgangspunt bij een betrekkelijk lage frequentie (bijv. 300 Hz) te leggen. Indien men de luidsprekers dicht bij elkaar in één kast plaatst, treden in principe dezelfde bezwaren op als boven beschreven bij het gebruik van een grote en een kleine luidspreker. Men kan deze in dit geval (mede dank zij de lage overgangsfrequentie) opheffen, door gebruik te maken van schakelingen waardoor de fazen van de beide kanalen in het overgangspunt gelijk worden gehouden. Het is zelfs mogelijk gebleken een fazeverschil van minder dan 5 graden in het overgangspunt te realiseren. De boven beschreven hinderlijke interferentieverschijnselen treden dan niet meer op.

Samenvatting. In verband met de mogelijkheid van verbeterde geluidsreproductie bij FM-radio, grammofoon en magnetische band is het gewenst de frequentiekarakteristiek van de luidspreker uit te breiden van ca. 8000 Hz tot ca. 18 000 Hz. Nadat een kort résumé van de theorie van de electrodynamische luidspreker is gegeven en de straling van de luidspreker in het gebied der lage en middenfrequenties is besproken, passeren verschillende methodes waarmee de bedoelde uitbreiding kan worden gerealiseerd de revue. Een zeer goede oplossing is gevonden in het gebruik van een luidspreker met dubbele conus. Deze biedt, wat betreft de uitbreiding van de getrouwheidskromme (tot 18 000 Hz) en het regelmatig verloop van de kromme, een betere weergave dan met de tot nu toe gebruikelijke combinatie van een grote en een kleine luidspreker mogelijk was. Door de reflecterende en verstrooiende werking, resp. van de normale conus en van de binnenconus, wordt het stralingsdiagram aanzienlijk verbeterd. De bij een combinatie van twee luidsprekers moeilijk en slechts op oneconomische wijze te vermijden „overgangsdip" komt niet voor. In bepaalde gevallen is het beter een tweekanalenversterker toe te passen, waarbij elk kanaal één luidspreker voedt. Bijzondere maatregelen moeten dan worden genomen om fazeverschillen in het overgangspunt te vermijden, hetgeen mogelijk is als men één van de luidsprekers met dubbele conus uitvoert en het overgangspunt bij betrekkelijk lage frequentie legt.

LICHTBAKENS VOOR HET LANDEN VAN VLIEGTUIGEN

door J. B. de BOER.

628.971.8:629.139.1

Velen zullen zich de gedenkwaardige noodlanding herinneren die de „Uiver" tijdens de Melbourne-race in 1934 bij nacht en ontij te Albury verrichtte. Rijen autoschijnwerpers zorgden toen voor een geïmproviseerde verlichting van de geïmproviseerde landingsbaan. Vergeleken bij die prestatie is thans de nachtelijke landing van een vliegtuig op een modern geoutilleerd vliegveld kinderspel. De outillage die gemakkelijke, veilige landingen in duisternis en mist mogelijk maakt, is een onmisbare voorwaarde voor het regelmatig afwikkelen van het enorm toegenomen verkeer in de burgerlijke en de militaire luchtvaart.

Ongeveer 15 jaar geleden bestond een luchthaven gewoonlijk uit een grasvlakte van misschien één of twee kilometers lang en breed. Men kon op deze vlakte elke willekeurige richting kiezen om te starten of te landen. Er werd alleen bij goed weer en behoorlijk zicht gevlogen. Landingen bij nacht werden mogelijk gemaakt door een stelsel van bakens, bijv. langs de rand van het vliegveld, op obstakels enz., en door een min of meer gelijkmatige verlichting van een groot gedeelte van het landingsveld (ongeveer 600 × 800 m², met een verlichtingsniveau vam enige lux). Deze verlichting werd bewerkstelligd met enkele, eventueel verrijdbare, lichtbronnen, die werden opgesteld aan de rand van het vliegveld en die een waaiervormige lichtbundel met de landingsrichting mee scherend op het veld wierpen [1])[2]).

[1]) G. L. van Heel, De verlichting en bebakening van vliegvelden, Philips techn. T. **4**, 97-104, 1939.

[2]) Th. J. J. A. Manders, Vliegveldverlichting met watergekoelde kwiklampen, Philips techn. T. **6**, 33-38, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Inmiddels is het probleem van de vliegveldverlichting ten behoeve van landende vliegtuigen radicaal gewijzigd door twee feiten:

a) Er zijn vliegtuigen gekomen van veel groter gewicht en met veel grotere snelheid. Voor het veilig starten en landen van deze vliegtuigen heeft men betonnen banen nodig van 1000 tot meer dan 2500 m lengte en 30 tot 60 m breedte. Het is niet mogelijk zulk een baan voldoende gelijkmatig te verlichten.

b) Men streeft ernaar, het luchtverkeer steeds minder afhankelijk te maken van de weersomstandigheden. Een vliegtuig moet dus niet alleen overdag en des nachts bij behoorlijk zicht, maar ook des nachts bij slecht zicht kunnen landen, en — wat het moeilijkste is — ook overdag bij slecht zicht! Het is in zulke omstandigheden onmogelijk andere voorwerpen dan de lichtbronnen zelf op voldoende afstand zichtbaar te maken.

Zowel a) als b) leiden ertoe dat in de plaats van een verlichting van de landingsvlakte een bebakening moet treden. Hierop zijn dan ook alle tegenwoordige systemen van „vliegveldverlichting" gebaseerd.

Ook de lichtbronnen zelf die men redelijkerwijze voor het doel kan toepassen, zijn bij zware mist hoogstens op een afstand van enige honderden meters te zien. Op zulk een korte afstand heeft de piloot van een naderend vliegtuig natuurlijk niet meer de gelegenheid tot ingrijpende manoeuvres. Het landen in zware mist is dan ook alleen mogelijk geworden dank zij een gecombineerd gebruik van lichtbakens en radiobakens (resp. per radio aan de piloot te verstrekken gegevens uit radarpeilingen). De laatste kunnen de piloot zo dicht bij het landingsterrein brengen dat hij de lichten begint te zien, en op deze korte afstand — waar de geleiding per radio niet meer voldoende nauwkeurig is — nemen dan de lichten de geleiding over.

De procedure bij een landing bij slecht zicht kunnen we nu als volgt nader omschrijven. Met behulp van radio of radar wordt het vliegtuig zo nauwkeurig mogelijk gestuurd langs de ideale daallijn, dat is een lijn die in één verticaal vlak ligt met de hartlijn van de betonnen landingsbaan, een helling heeft van ongeveer $2^1/_2{}^\circ$ en de genoemde hartlijn ongeveer 300 m voorbij het begin van de landingsbaan (de zg. drempel) snijdt. Wanneer het vliegtuig gedaald is tot op een hoogte van ca. 60 m (de horizontale afstand tot de drempel van de landingsbaan bedraagt dan nog ruim 1 km), moet visueel „grondcontact" zijn gemaakt. De piloot moet hierdoor een directe en onmiskenbare indruk krijgen van: de richting waarin hij vliegt ten opzichte van de richting van de landingsbaan; de horizon; de hoogte van het vliegtuig; de daalhoek; de afstand tot de drempel; de zijdelingse afstand tot de verlengde hartlijn van de landingsbaan; de snelheid ten opzichte van de grond. Het is inderdaad mogelijk gebleken de piloot al deze informaties te doen winnen uit de waarneming van een aantal lichtbakens, die in een geschikte configuratie zijn geplaatst en eventueel bepaalde kleuren vertonen. Op grond van deze visueel verkregen informaties voert de vlieger de verdere manoeuvres ter voltooiing van zijn landing uit.

Uit het bovenstaande is wel duidelijk geworden dat de lichten die de visuele geleiding geven, niet uit alle richtingen zichtbaar hoeven te zijn. Men kan derhalve gelukkig volstaan met lichtbronnen van niet al te groot vermogen, waarvan men de lichtstroom in de vereiste richting bundelt. Tevens is de beperking van de lichtuitstraling tot bepaalde richtingen van groot belang om bij zware mist niet overmatig veel verstrooid licht te krijgen, hetgeen de configuratie van de lichten voor de piloot moeilijk onderscheidbaar zou maken.

In dit artikel zullen wij laten zien hoe de vereiste lichtsterkte en lichtverdeling van de lichten kan

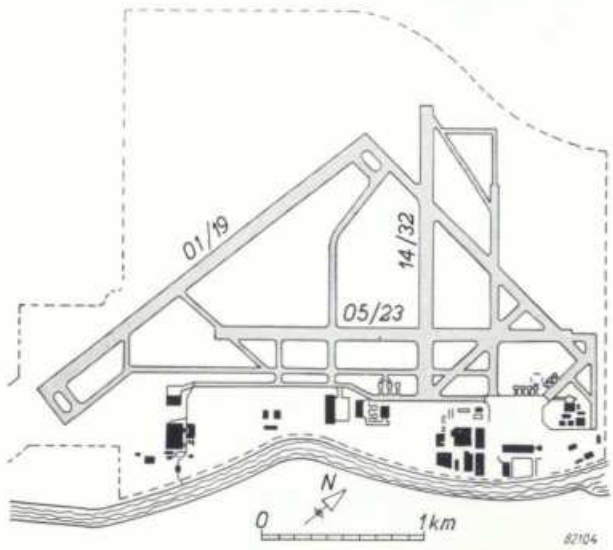


Fig. 1. Plattegrond van de vlieghaven Schiphol in zijn tegenwoordige vorm. Op elke baan kan naar twee richtingen worden gestart of geland, naar gelang van de wind. Een baan moet dus aan weerszijden naderings- en drempellichten bevatten, terwijl de langs de landingsbaan opgestelde lichten naar twee zijden moeten uitstralen.

In verband met de overheersende windrichtingen bevat Schiphol thans twee hoofdbanen, nl. de baan 05/23 (start- en landingsrichting wijkt 50° resp. 230° van de zuid-noordrichting af) en de baan 01/19 (analoge hoeken 10° resp 190°). Op deze banen zijn door Philips geconstrueerde lichten voor de bebakening toegepast.

(Deze plattegrond evenals fig. 3 en de foto's fig. 4, 14 en 21 worden hier gereproduceerd met toestemming van de Directie Luchthaven Schiphol.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden bepaald. Aan de hand van lichten die op verschillende vliegvelden in gebruik zijn genomen, o.a. op de landingsbanen van Schiphol (*fig. 1*), zal dan een beschrijving van enige uitvoeringsmogelijkheden worden gegeven.

Voor een goed begrip is het nodig eerst nog wat nader in te gaan op de wijze waarop de visuele geleiding tijdens de landing wordt verkregen.

Configuratie der lichten

In de naoorlogse jaren is in verschillende landen, op vliegvelden en op verkleinde schaal in laboratoria, veel geëxperimenteerd om de meest geschikte configuratie voor de bebakening van een landingsbaan te vinden [3]). Het ligt voor de hand dat men de betonnen baan zelf zal markeren door reeksen lichten langs de randen en op de drempel. Een omstreden punt echter was de zg. naderingsverlichting, die de ligging van de baan duidelijk moet aangeven vóór deze zelf uit de mist opdoemt. Uit de verschillende voorgestelde systemen van naderingsverlichting is, nadat de IATA (International Air Transport Association) haar standpunt ten aanzien van dit vraagstuk had bepaald, door de ICAO (International Civil Aviation Organization) op haar zitting te Montreal in November 1952 een vrij duidelijke keuze gedaan. Een systeem dat aan de aanbevelingen van deze organisatie beantwoordt, is bijv. het in *fig. 2* weergegeven systeem van Calvert. Bij dit systeem wordt de verlengde hartlijn van de landingsbaan door een lichtende lijn aangegeven; loodrecht op deze hartlijn staan op bepaalde afstanden lichtende dwarslijnen („dwarsstaven"), die naar de landingsbaan toe smaller worden. In werkelijkheid worden deze lichtende lijnen verwezenlijkt door een zeker aantal lichten, en ze

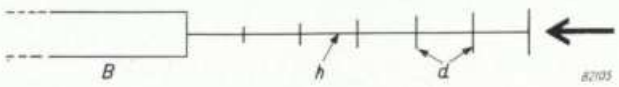


Fig. 2. Bebakening van een landingsbaan volgens het systeem van Calvert; de dikke pijl duidt de landingsrichting aan. B = baan, h = hartlijn, d = dwarsstaven.

worden dus in het algemeen niet als continue lijnen, maar als een aantal op één lijn geplaatste lichtstippen gezien.

Een variant op dit systeem is de in *fig. 3* geschetste bebakening van de hoofdbaan 23 op Schiphol. De foto *fig. 4* geeft er een indruk van, op welke wijze deze bebakening vanuit de stuurhut van een naderend vliegtuig wordt waargenomen.

Het is misschien goed nog even op de essentiële functie van de dwarsstaven in de configuratie te wijzen. Wanneer een vliegtuig de landingsbaan volgens de „ideale" daallijn en zonder zijwind nadert, zal de piloot de hartlijn in verticale stand

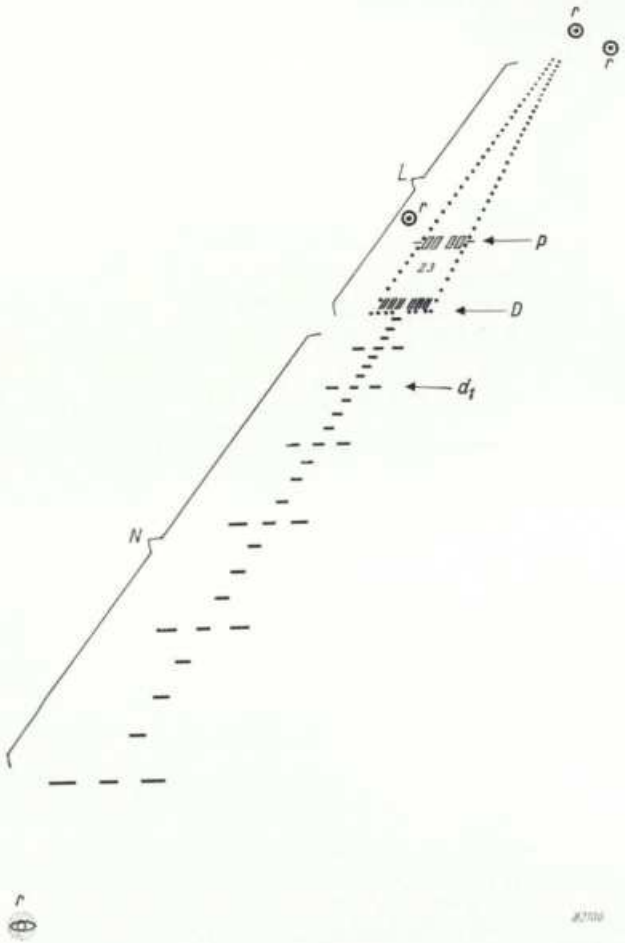


Fig. 3. Naderingsverlichting (N), drempellichten (D) en baanmarkering (L) van landingsbaan 23 op Schiphol. d_1 is een in afwijkende kleur (rood) uitgevoerde dwarsstaaf van de naderingsverlichting, het zg. waarschuwingssein; p is het, speciaal met verf en met enige lichten gemarkeerde landingsdoelpunt, 300 m achter de drempel. Met r zijn de diverse bij het landingssysteem behorende radiobakens aangeduid.

recht vooruit zien. (De piloot weet, als een automobilist, uit ervaring welk punt ten opzichte van de begrenzing van zijn voorruit, het frame van zijn machine enz. overeenkomt met de richting recht vooruit.) De afstand tot de drempel zal de piloot in deze situatie juist kunnen beoordelen indien er een geschikte codering in de hartlijn is aangebracht (verschillen in de kleur of in de groepering der afzonderlijke lichten). Ziet nu de piloot de hartlijn in het perspectivische beeld van de configuratie in een andere stand, dan kan dit — wanneer wederom zijwind buiten beschouwing wordt gelaten — het gevolg zijn a) van een niet evenwijdig zijn van de lengteas van het vliegtuig en de verlengde hartlijn, of b) van het op een zijdelingse afstand van de hartlijn vliegen, of c) van het niet horizontaal staan van de lijn door de vleugeltoppen.

[3]) E. S. Calvert, J. Roy. Aeronaut. Soc. **52**, 439, 1948; E. S. Calvert, Trans. Ill. Eng. Soc. (London) **15**, 183, 1950; H. J. Cory Pearson, C. A. A. Techn. Developm. Rep. Nos. 104 en 167, Maart 1950 en April 1952; A. N. Baldino, Bull. Soc. Trans. Electr. (6) **9**, 442, 1949; G. J. Malouin, Rapport voor Flight-Technical Group IATA, New York, October 1951; J. W. Sparke en H. F. Ringe, Light and Lighting **43**, 259, 1950; F. C. Breckenridge, Ill. Eng. **47**, 561, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 4. Bebakening van landingsbaan 23 op Schiphol, gezien vanuit een vliegtuig dat op deze baan gaat landen.

Om dit te illustreren, zijn in *fig. 5* twee verschillende situaties weergegeven waarbij de hartlijn op dezelfde wijze wordt gezien. In het geval van fig. 5*a* wordt gevlogen met de lijn door de vleugeltoppen horizontaal en op een koerslijn evenwijdig aan de landingsbaan, maar te ver naar rechts; in fig. 5*b* bevindt zich het vliegtuig precies boven de verlengde hartlijn en zijn lengteas staat er momenteel evenwijdig aan, maar het maakt juist een linkerbocht, de lijn door de vleugeltoppen helt naar links onder. Alleen door de wijze waarop de piloot de dwarsstaven ziet, kan hij beoordelen in welke van de twee situaties hij zich bevindt en dus de juiste corrigerende manoeuvre kiezen.

Gezien de snelheid van verplaatsing van de piloot is het een interessant physiologisch probleem, hoe het voor de piloot mogelijk is uit de bewegingen van de verschillende zichtbare punten of lijnen in zijn gezichtsveld met voldoende zekerheid zijn eigen plaats en beweging in de ruimte af te leiden. Dit kan worden begrepen uit de zg. parafoveale stromingstheorie van Calvert [3]). We willen Calverts beschouwingen hier in het kort weergeven, daar zij van groot belang zijn geweest voor het vaststellen van de eisen aan de lichtverdeling der lichtbakens. In *fig. 6* is zeer schematisch getekend het perspectivische beeld dat een zich snel bewegende persoon, in casu een chauffeur in een rijdende auto op een rechte weg, ziet. Alle punten van zijn gezichtsveld vertonen een rechtlijnige, naar buiten gerichte beweging vanuit één punt, het verdwijnpunt *V* (het perspectivische beeld van het oneindig ver weg gelegen „eindpunt" van de weg). De snelheid waarmee een punt beweegt, is evenredig met het kwadraat van zijn schijnbare afstand van *V* en omgekeerd evenredig met zijn afstand tot de lijn waarlangs het oog van de chauffeur beweegt. De min of meer onbewuste waarnemingen

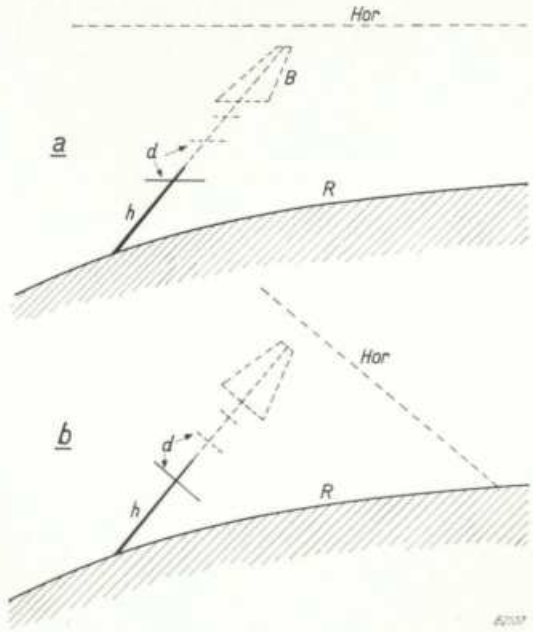


Fig. 5. Twee verschillende situaties waarin de piloot van een naderend vliegtuig de hartlijn *h* van de landingsbaan *B* op geheel dezelfde wijze ziet ten opzichte van de begrenzing *R* van de stuurhutruit. Wij veronderstellen dat de horizon (*Hor*) in beide gevallen door de mist niet zichtbaar is. Alleen dank zij de aanvullende informatie die hij verkrijgt uit het aspect van de dwarsstaaf (of staven) *d* kan de piloot zijn eigen positie en bewegingsrichting juist beoordelen.

omtrent de bewegingsrichtingen en snelheden (men spreekt van een „dynamisch gezichtsveld"), stellen de chauffeur alias piloot in staat de richting en snelheid van zijn eigen beweging te bepalen, en wel is deze bepaling des te betrouwbaarder naarmate hij zijn kijkrichting minder verandert. Uit films, opgenomen door Capt. Majendie van de BOAC,

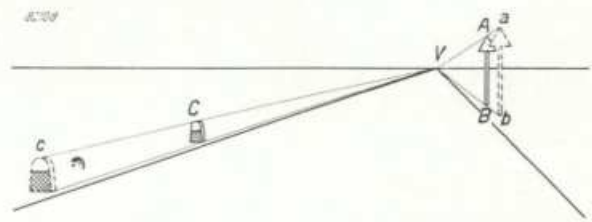


Fig. 6. Gezichtsveld van een chauffeur, rijdende in een auto op een rechte weg. *V* = verdwijnpunt. Het verkeersbord *AB* en de kilometerpaal *C* zal de chauffeur even later in de positie *ab* resp. *c* zien. Uit deze beweging („stroming") van alle punten van het gezichtsveld vanuit het verdwijnpunt naar buiten leidt de chauffeur zijn eigen bewegingssnelheid en -richting af.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is dan ook gebleken dat de piloten tot gewoonte hebben, gedurende de laatste faze van een landing hun hoofd en hun oogappels volkomen te verstarren. De piloot kijkt dan naar een vast punt dat ongeveer overeenkomt met het punt op de landingsbaan waar de grond zal worden geraakt. Dit komt neer op een kijkrichting onder een betrekkelijk kleine hoek met de horizon: het gebied dat voor de piloot zichtbaar is vanaf de horizon tot ongeveer 10 graden daar beneden, is van de meeste betekenis. Van de uitstraling der lichtbakens voor de landing zijn dus het belangrijkst de bijdragen tussen 0° en 10° boven de horizon.

Minimum eisen voor visuele geleiding

Wij willen nu de eisen die aan een systeem van naderings- en landingsbaanlichten moeten worden gesteld, nader preciseren.

Nadat de piloot, op 1 à 1,5 km afstand van de drempel, „grondcontact" heeft gekregen, moet hij op ieder moment, om de configuratie der lichten te kunnen beoordelen, een segment van een zekere lengte uit het systeem van lichten zien. Dit geldt zowel bij het volgen van de ideale daallijn alsook voor afwijkende daallijnen, binnen zekere toleranties. Deze toleranties, d.i. het ruimtegebied waarin visuele geleiding moet worden verzekerd, kan men niet objectief afleiden. Het zijn uitsluitend de ervaren vliegers zelf die op grond van hun vliegpractijk hierover gegevens kunnen verschaffen. In September 1952 zijn hieromtrent adviezen verstrekt door de „Flight-Technical Group" van de reeds genoemde IATA — een gezelschap dat hiertoe bij uitstek bevoegd is, aangezien het voor een groot deel bestaat uit ervaren piloten van de voornaamste luchtvaartmaatschappijen ter wereld. Volgens deze adviezen is het ruimtegebied waarin visuele geleiding gegeven moet worden, een denkbeeldige schacht van ovale doorsnede rondom de ideale daallijn, met afmetingen als in *fig.* 7 aangegeven. Een normaal verkeersvliegtuig dat buiten deze geleidingsschacht de landingsbaan zou naderen, kan moeilijk of in het geheel niet zodanig gemanoeuvreerd worden dat het een veilige landing voltooit, visuele geleiding buiten de schacht is dus van weinig waarde. Anderzijds is de nauwkeurigheid van de radio- of radargeleiding groot genoeg om een vliegtuig door het „ingangsportaal" van de aangegeven geleidingsschacht te loodsen.

Wat betreft het waar te nemen segment van de bebakening, heeft men aanvankelijk gemeend een zelfde zichtbare segmentlengte vanuit alle posities in de geleidingsschacht te moeten eisen. Als voorste begrenzing van dat segment lag het voor de hand het licht te kiezen dat juist nog niet onder de rand van de stuurhutruit verdwijnt, d.i. ca. 15° of 20° beneden de horizon (*fig. 8*). De consequentie hiervan was dat de naderingslichten hun grootste optische dracht (oftewel lichtsterkte) in richtingen vrij steil omhoog moesten hebben, terwijl de grootste lichtsterkte der landingsbaanlichten met toenemende afstand van de drempel kleiner mocht worden. Het is gemakkelijk in te zien dat zulk een systeem lijnrecht in strijd is met de parafoveale stromingstheorie. Volgens deze immers moet de piloot vooral de lichten in het hoekgebied tussen 0° en 10° beneden de horizon kunnen zien, dwz. ook de zeer veraf gelegen landingsbaanlichten, en deze zouden derhalve een veel grotere lichtsterkte moeten hebben dan de voorste landingsbaanlichten en de naderingslichten.

Daar de laatstgenoemde eis tot enorme lichtsterkten leidde (zie hieronder), heeft men een compromis gekozen: men eist dat alle lichten op een zelfde afstand voor de piloot zichtbaar worden, nl. op 450 meter. Uitstraling onder hoeken van meer dan 12 à 15° boven de horizon is niet nodig, behalve voor de lichten in het voorste deel der naderingsverlichting, die voor de piloot zichtbaar moeten worden als de verstarring van zijn oog nog niet ingetreden is.

Het zal duidelijk zijn dat men uit deze gegevens en uit fig. 7 voor elk der lichtbakens de vereiste lichtsterkte in alle uitstralingsrichtingen kan afleiden, mits men weet wat de ongunstigste waarnemingscondities zijn waarbij geland moet kunnen

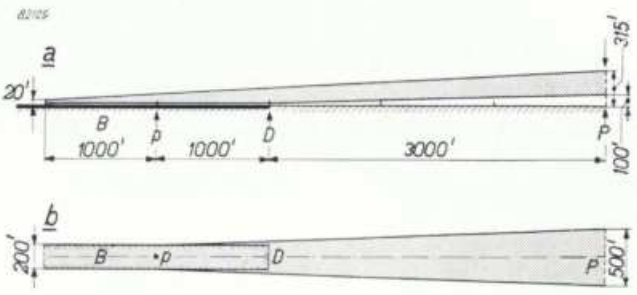


Fig. 7. *a*) Zijaanzicht, *b*) bovenaanzicht van de denkbeeldige „schacht", waarbinnen visuele geleiding aan landende vliegtuigen moet worden gegeven. B = landingsbaan, D = drempel, p = landingsdoelpunt, P = „ingangsportaal" van de geleidingsschacht. (Afmetingen in voet.)

worden. Deze condities omvatten a) de omgevingshelderheid waartegen de lichten moeten afsteken; b) de doorlating van de atmosfeer. Voor een nachtlanding bij goed zicht zal de vereiste dracht der lichten klaarblijkelijk met een veel geringere lichtsterkte worden verkregen dan voor een landing overdag bij mist. De IATA heeft aanbevolen om als ongunstigste situatie waarbij nog volledige

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

visuele geleiding gegeven moet worden, die te beschouwen van een landing overdag als het meteorologisch „zicht" slechts 300 m bedraagt. Het „zicht" als kwantitatieve maat voor de doorlating van de atmosfeer is gedefinieerd als de afstand V

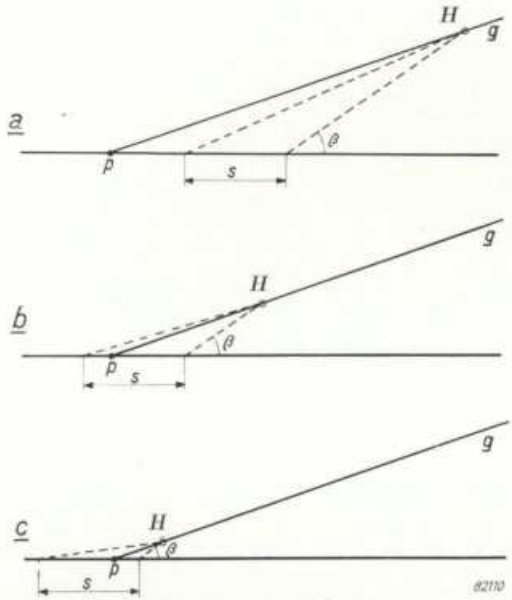


Fig. 8. Eist men dat een vliegtuig H op elk punt van de ideale daallijn g een segment van constante lengte s van de bebakening kan zien, dan moeten de voorste naderingslichten de grootste dracht bezitten, en wel in richtingen vrij steil omhoog. β = grenshoek waarbij de piloot een licht nog juist boven de rand van de stuurhutruit ziet. Ter verduidelijking is de daallijn hier overdreven steil getekend.

waarop een donker voorwerp overdag nog kan worden onderscheiden. V hangt met de doorlating t van de atmosfeer per meter samen volgens de formule van Koschmieder: $t^V = c$, waarbij c de contrastgevoeligheid van het menselijk oog betekent. Voor ons soort waarnemingen kan $c = 0{,}04$ worden gesteld.

Om economische redenen zal men op een vliegveld alleen die landingsbanen voorzien van een naderingsverlichting voor $V = 300$ m welke behoren bij windrichtingen waarbij vaak zulk een relatief dikke mist optreedt. Op Schiphol bijv. heerst bij noordoostelijke wind vrijwel nooit mist, zodat de beide hoofdbanen (01/19 en 05/23, zie fig. 1) alleen aan de noord- resp. noordoostzijde met een sterke naderingsverlichting zijn uitgerust, terwijl de naderingsverlichting aan de zuid- resp. zuidwestzijde, van waaruit de vliegtuigen bij noordoostelijke wind landen, veel zwakker is. De noordwest-zuidoostbaan (14/32 op fig. 1) heeft aan beide kanten slechts een zwakke bebakening.

Bepaling van de vereiste lichtsterkte en lichtverdeling der lichten

Het verband tussen de dracht r (in meter) en de lichtsterkte I (in candela) van een lichtbron wordt gegeven door de formule van Allard:

$$I = \frac{E_c \cdot r^2}{t^r},$$

waarbij t de doorlating van de atmosfeer per m is en E_c de verlichtingssterkte (in lux) die het licht op het oog van de waarnemer moet leveren om nog juist waargenomen te worden. De vereiste verlichtingssterkte E_c hangt, behalve van de achtergrondshelderheid, nog van allerlei factoren af, zoals de schijnbare grootte, de vorm en de kleur van de lichtbron [4]). Voor nachtvluchten kunnen wij E_c op 10^{-6} lux stellen, voor dagvluchten op 10^{-3} lux.

Fig. 9, getekend voor $E_c = 10^{-3}$ lux, illustreert de enorme invloed die het zicht heeft op de lichtsterkten, nodig om de voorgeschreven dracht te krijgen. Men ziet hier duidelijk hoe kostbaar het is, de eisen wat betreft de zichtbaarheidsafstand of wat betreft de nog te trotseren mist (V) op te schroeven. Bij een zicht $V = 400$ m is een licht met een lichtsterkte van 4000 cd op 400 m afstand te zien; voor een dracht van 600 m zal het licht 45 000 cd moeten hebben. Bij een zicht V van slechts 200 m zou men

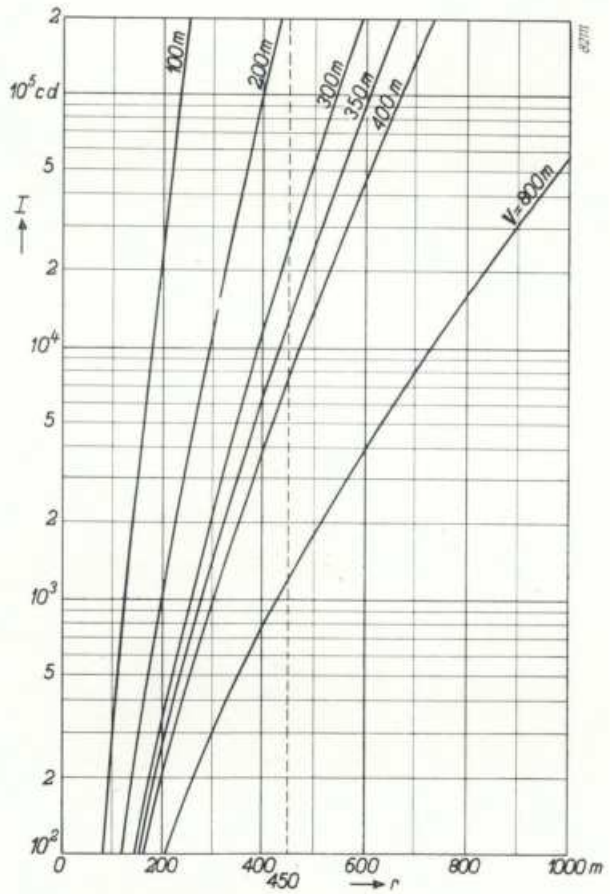


Fig. 9. Verband tussen lichtsterkte I in candela en dracht r in meter, voor verschillende waarden van het optische zicht V (in m). De krommen gelden voor een verlichtingssterkte op het oog van $E_c = 10^{-3}$ lux.

[4]) J. B. de Boer, Visibility of approach and runway lights, Philips Research Reports **6**, 224-239. 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor 400 m dracht al een lichtsterkte van 100 000 cd nodig hebben en voor 600 m enige millioenen cd. Om deze eisen op hun juiste waarde te schatten, realisere men zich dat een lichtsterkte van enige millioenen cd heel normaal is voor een vuurtoren, zoals er langs de gehele Nederlandse kust ongeveer een vijftiental zijn opgesteld, maar dat zulke lichtsterkten ten enenmale uitgesloten zijn voor de lichten van een landingsbaanbebakening, waarvan er voor één baan al enige honderden nodig zijn. Voor de vermelde zichtwaarde $V = 300$ m, waarop wij ons moeten baseren, is voor een dracht van 400 m overdag een lichtsterkte van 13 000 cd nodig, maar voor 600 m alreeds ruim 200 000 cd. Het is daarom dat men besloten heeft met een niet al te grote dracht te volstaan, nl. de bovengenoemde waarde van 450 m. De bijbehorende lichtsterkte is 25 000 cd.

Wat nu de vereiste lichtverdeling der lichten betreft, hiervan kan men zich een indruk vormen met behulp van *fig. 10*. In fig. 10*a* is voor een bepaald licht A_1, dat tot de naderingsverlichting behoort, die verticale dwarsdoorsnede van de geleidingsschacht (fig. 7) getekend die hiervan 450 m verwijderd is. Daar het licht vanuit elk punt

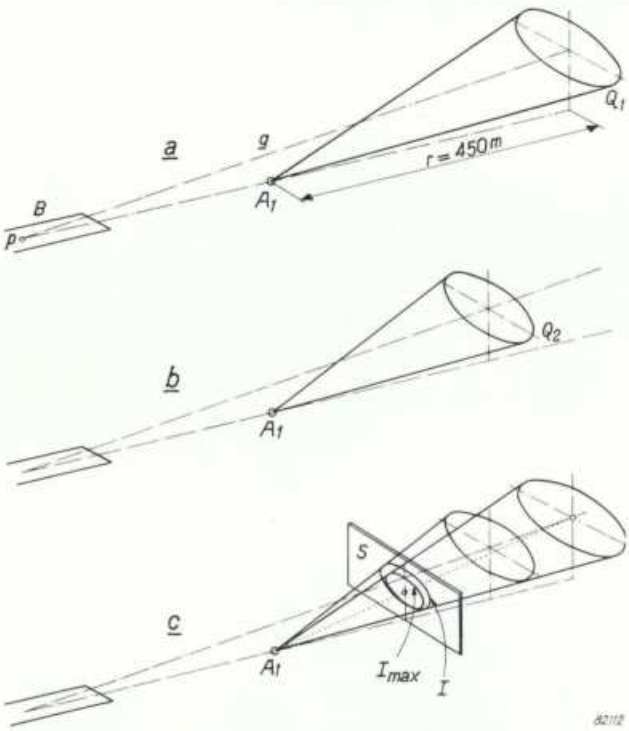


Fig. 10. *a*) Het licht A_1 op $r = 450$ m afstand van een doorsnede Q_1 van de geleidingsschacht moet in de richtingen naar alle punten van die doorsnede een lichtsterkte $I_{max} = 25\,000$ candela hebben (de kleine afstandsverschillen voor deze punten kunnen we verwaarlozen).
b) Hetzelfde licht A_1 behoeft in de richtingen naar de punten van een dichterbij gelegen doorsnede Q_2 van de geleidingsschacht slechts een geringere lichtsterkte I te hebben.
c) Combinatie van (*a*) en (*b*), waarbij een denkbeeldig projectiescherm S is toegevoegd. Hierop ontstaat een diagram van isocandela-lijnen, waardoor de vereiste lichtverdeling van het licht A_1 wordt beschreven.

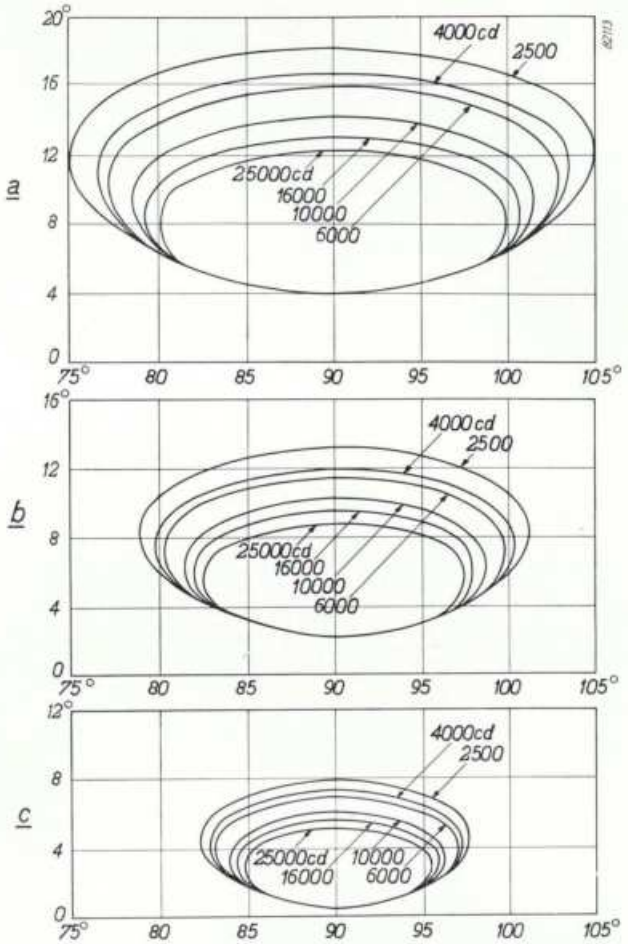


Fig. 11. Vereiste lichtverdeling (isocandela-diagram), *a*) voor een der voorste naderingslichten, *b*) voor een drempellicht, *c*) voor een landingsbaanlicht, 450 meter achter de drempel.

binnen deze doorsnede nog juist moet kunnen worden waargenomen, moet het licht in de gehele ruimtehoek waaronder het de doorsnede „ziet", op zijn minst de hierboven afgeleide lichtsterkte van 25 000 cd bezitten. In fig. 10*b* is een dichterbij gelegen doorsnede getekend. Voor alle richtingen binnen de hieraan beantwoordende ruimtehoek of kegel, voorzover deze richtingen buiten de eerst gevonden kegel liggen, is overeenkomstig fig. 9 een kleinere lichtsterkte voldoende. In fig. 10*c* zijn de beide figuren *a* en *b* samengevat en er is een denkbeeldig projectievlak loodrecht op de verlengde hartlijn van de landingsbaan toegevoegd, op welk vlak de doorsnijdingscurven met de twee kegels zijn getekend. Deze curven zijn „isocandela-lijnen": op en binnen elke curve is een lichtsterkte van een bepaald aantal candela's vereist. Men krijgt aldus, als men successievelijk een reeks doorsneden van de geleidingsschacht beschouwt, een volledig isocandela-diagram; daarmee is de gevraagde lichtverdeling beschreven. *Fig. 11* toont drie dergelijke diagrammen, geconstrueerd voor de lichten op drie verschillende plaatsen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In fig. 10 is de constructie van het diagram toegelicht voor een der lichten op de hartlijn van het systeem. Een zijdelings hiervan verschoven licht, bijv. in een dwarsstaaf, moet vrijwel dezelfde lichtverdeling bezitten, slechts moet hierbij de bundelas niet evenwijdig aan de hartlijn zijn gericht doch iets naar binnen zijn gedraaid. Met deze summiere aanduiding moeten wij hier volstaan. Voor nauwkeuriger beschouwingen over de berekening der vereiste lichtverdelingen zij verwezen naar een elders verschenen artikel [5]).

Hebben we een licht met precies de voorgeschreven lichtverdeling en komt een vliegtuig langs de bovenrand van de geleidingsschacht binnenvliegen, dan zal de piloot het licht voortdurend juist nog kunnen waarnemen; vliegt hij echter lager, dan zal hij blijkbaar het licht niet met de minstens voor waarneming vereiste, doch met een grotere lichtsterkte zien. Vliegt hij in het onderste gedeelte van de geleidingsschacht, dan zal de piloot zelfs voortdurend, totdat hij heel dicht bij het licht gekomen is, aan de maximale lichtsterkte blootgesteld zijn, die het licht voor de dracht van 450 m moet hebben. Men ziet dat hier het gevaar van verblinding optreedt. Dit wordt nog vergroot door het feit dat men natuurlijk geen licht kan construeren dat op de binnenste isocandela-lijn èn in de gehele ruimte daarbinnen een zelfde lichtsterkte heeft: onvermijdelijk zal de lichtsterkte binnen de isocandela-lijn nog grotere waarden krijgen dan op de lijn zelf, met een maximum op de „as" van de lichtbundel.

Om verblinding te vermijden, moet men ervoor zorgen dat de lichtsterkte een zekere hoogste waarde niet overschrijdt, en het is a priori in het geheel niet zeker of het wel mogelijk is aan beide — even belangrijke — voorwaarden te voldoen: zichtbaarheid op de grootste voorgeschreven afstand, en nietverblinden op de kleinste afstand waarop het licht, als de piloot de ongunstigste lijn (onderin de schacht) volgt, nog niet beneden de voorruitbegrenzing verdwijnt (hoek β in fig. 8). Gelukkig hebben onderzoekingen aangetoond [6]) dat de marge tussen de voor de grootste afstand nodige en de hoogstens toegelaten verlichtingssterkte op het oog (beide natuurlijk onder dezelfde omstandigheden gemeten) nogal groot is. Deze marge kan op een factor 200 worden gesteld voor nachtlandingen en op ongeveer 1000 voor landingen overdag. De geometrische situatie van de geleidingsschacht en de naderingsverlichting is zodanig dat, bij een ideale lichtverdeling volgens fig. 11 en een zicht van minstens 300 m, de genoemde marge nergens wordt overschreden.

[5]) J. B. de Boer, Calculations on the light distribution of approach and runway lights, Philips Research Reports **6**, 241-250, 1951.

[6]) G. A. W. Rutgers, Zichtbaarheid van signaallichten, Electrotechniek **26**, 36-40, 1948.

Het spreekt wel vanzelf dat voor een landing bij beter zicht, evenals bij een nachtlanding, de lichtsterkten van alle lichten niet alleen kleiner mogen zijn, maar kleiner moeten zijn om verblinding te vermijden. De lichtsterkte wordt daartoe centraal geregeld door wijziging van de voedingsstroom. Er bestaat zelfs een methode waarbij de piloot van een naderend vliegtuig zèlf via een radio-servosysteem de lichtsterkte der bebakening op een voor hem prettige waarde kan instellen.

Het voedingssysteem van een vliegveldbebakening zal in een afzonderlijk artikel in dit tijdschrift worden besproken.

De realisering van de afgeleide lichtverdelingen brengt natuurlijk haar eigen problemen mee. Om economische redenen zal men met vrij eenvoudige optieken voor de gewenste bundeling genoegen moeten nemen, zodat men niet meer dan een redelijke benadering dezer ideale lichtverdelingen verwachten mag. De constructeur zal zich daarbij speciaal inspannen 1) om de bovenvermelde lichtsterktepiek in de bundels zoveel mogelijk af te zwakken, ter beperking van verblinding, 2) om zo weinig mogelijk licht buiten de voorgeschreven bundel te laten uitzenden. Immers, het „gemorste" licht is niet alleen op zichzelf een verlies, maar het vergroot door de verstrooiing in de mist de achtergrondhelderheid van de gehele omgeving, hetgeen, zoals hierboven werd vermeld, een grotere verlichtingssterkte op het oog nodig maakt, of, met andere woorden, de dracht bij een gegeven lichtsterkte vermindert. Om deze zelfde reden is het ook gewenst, niet méér licht in opwaartse richtingen te sturen dan strikt noodzakelijk is.

Constructie van verschillende lichten

Voor de drie soorten lichten die tot de bebakening van een landingsbaan behoren: de naderingslichten, de drempellichten en de eigenlijke landingsbaanlichten (vgl. fig. 3), zal de constructie aanzienlijk moeten verschillen. Ten eerste verschillen immers de voorgeschreven lichtverdelingen, zie fig. 11. Ten tweede — en dit is voor de uitvoering zeer belangrijk — verschillen de lichten in de mate waarin zij boven de grond mogen uitsteken. De voorste naderingslichten, die op een plaats staan waar naderende vliegtuigen zich nog enige tientallen meters boven de grond bevinden, mogen zonder bezwaar een hoogte van enige meters boven de grond (het „maaiveld") bezitten. De lichten op de drempel van de landingsbaan, waar de vliegtuigen vaak al de grond raken, moeten bij voorkeur geheel of nagenoeg „verzonken" zijn. De lichten aan de randen van de landingsbaan mogen boven het maaiveld uitsteken, maar lopen dan wel kans op een aanrijding, zodat hun constructie erop berekend moet zijn in zo'n geval aan het vliegtuig geen schade te berokkenen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een ander belangrijk gezichtspunt voor de constructie van alle lichten is hun instelbaarheid wat betreft azimuth en elevatie, ten einde met de verkregen lichtverdeling op de juiste wijze de geleidingsschacht van fig. 7 te bestrijken. Voor deze instelling heeft men voorzieningen aan de lampen nodig, alsmede hulptoestellen, waarop wij aan het slot van dit artikel nog kort zullen ingaan.

Voor alle beschreven lichten wordt gebruik gemaakt van gloeilampen. De scherpe bundeling volgens de diagrammen van fig. 11 zou met relatief grote lichtbronnen van geringe helderheid, zoals „TL"- of natriumlampen, practisch niet te realiseren zijn. Hogedrukkwiklampen zouden dank zij hun zeer grote helderheid wel in aanmerking komen, maar zijn in het gebruik minder eenvoudig (o.a. moeilijker te regelen) dan de gloeilamp, zodat voorlopig hiervan geen gebruik is gemaakt.

Voor de nu volgende beschrijving beginnen wij met de naderingslichten, bespreken dan de landingsbaanlichten en ten slotte de hier tussenin staande drempellichten.

Naderingslichten

Van de genoemde categorieën lichten moeten de naderingslichten de grootste breedte- en hoogtespreiding van de lichtbundel bezitten (fig. 11).

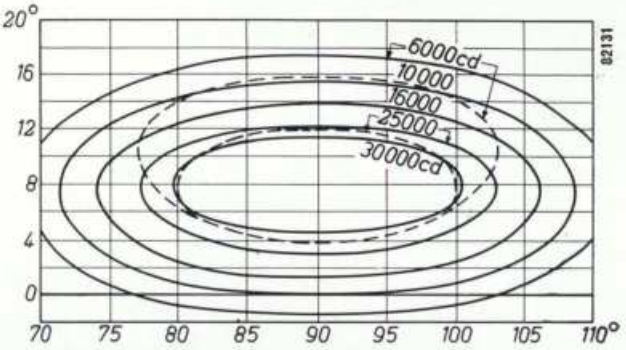


Fig. 13. Isocandela-diagram van de in fig. 12 afgebeelde 400 W-lamp. Gestippeld zijn twee krommen uit fig. 11*a* mede getekend.

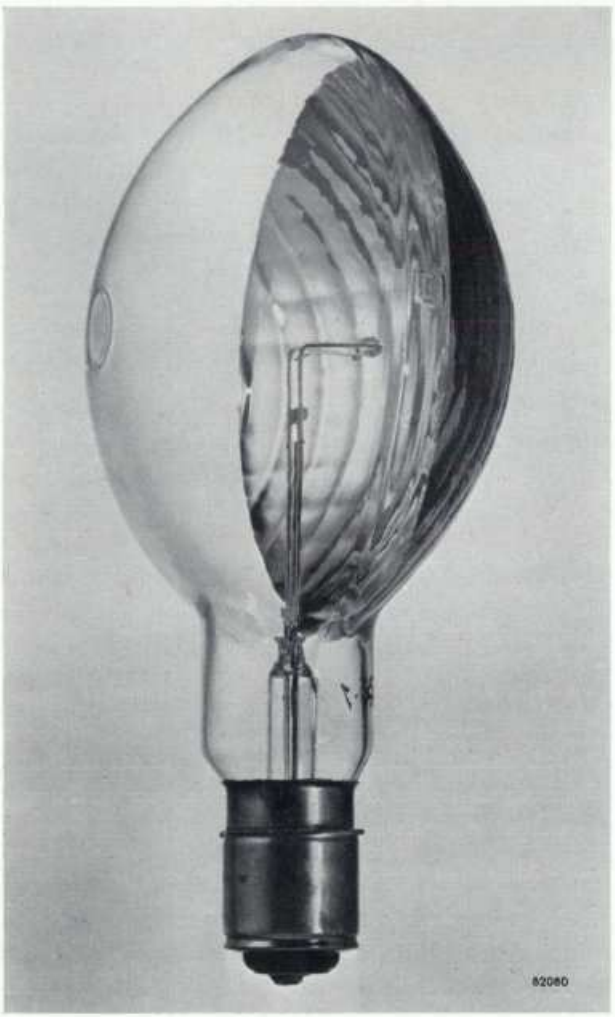


Fig. 12. Speciale gloeilamp voor 400 W, 24 V, voor de naderingslichten. De ballon bevat een inwendig verspiegeld gedeelte in de vorm van een omwentelingsparaboloïde, met verticale ribbels. Hoogte van de lamp 28 cm.

Daar staat tegenover dat deze lichten geheel bovengronds mogen worden gemonteerd en niet zo klein en zo licht mogelijk geconstrueerd behoeven te worden.

Om de voorgeschreven lichtverdeling te realiseren, heeft men een speciale gloeilamp ontwikkeld, zie *fig. 12*. De achterwand van de ballon van deze lamp is inwendig verspiegeld en heeft de vorm van een omwentelingsparaboloïde, voorzien van verticale ribbels. De vorm van de ribbels bepaalt de breedtespreiding van de geleverde lichtbundel. *Fig. 13* toont het isocandela-diagram van deze lamp, die voorzien is van een gloeidraad voor 400 watt, voor lage spanning (24 V). De vergelijking met fig. 11*a* leert dat aan de eisen ruimschoots is voldaan. Op de motieven voor de keuze van de betrekkelijk lage brandspanning (of juister: grote stroomsterkte), die voor elke lamp een afzonderlijke transformator nodig maakt, kunnen wij hier niet ingaan. Er zij wel op gewezen dat een lage brandspanning tot een dikke, gedrongen gloeidraad leidt, die voor het bundelen van het licht van voordeel is.

De lamp is uitgerust met een zg. „prefocus"-lampvoet (type P 40). Deze voet is voorzien van twee ongelijke, sectorvormige lippen, waardoor de lamp slechts in één nauwkeurig gedefinieerde stand in de lamphouder kan worden gezet. Tijdens de fabricage wordt de orientering van de lichtbundel nauwkeurig ten opzichte van de lampvoet gefixeerd. Bij verwisseling van een lamp in een lamphouder, die eens voor al op het vliegveld is ingesteld, krijgt men dus automatisch de juiste orientatie van de lichtbundel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De ballons van deze lampen zijn van hardglas vervaardigd, zodat ze zonder bescherming bestand zijn tegen alle weersomstandigheden. Het aantrekkelijke van de toepassing van dergelijke speciale lampen is, dat de armatuur alleen uit een instelbare lamphouder, geschikt voor buitenmontage, behoeft te bestaan. Moeilijkheden veroorzaakt door inzuigen van vocht of vuil in de optiek en door verweren van spiegels zijn aldus geheel vermeden.

Voor het opbouwen van de „dwarsstaven" in de naderingsverlichting moeten een aantal lampen naast elkaar worden geplaatst. Op Schiphol heeft men hiervoor bij een der banen de in *fig. 14* afgebeelde oplossing toegepast. Een staaf wordt hier samengesteld uit een aantal „eenheden", die ieder 10 lampen, op een rijtje op een beugel gemonteerd, bevatten. Het voordeel hiervan is dat door draaien van de beugel alle 10 lampen tegelijk op de juiste elevatie van de lichtbundels kunnen worden ingesteld. Midden op elke beugel is nog een klein rondschijnend licht aangebracht (een normale gloeilamp in een tonvormige Fresnel-lens van geperst glas). Dank zij deze rondschijnende lichten kan de piloot van een rondcirkelend vliegtuig, bij niet al te slecht zicht, voortdurend georienteerd blijven omtrent de ligging van de landingsbaan.

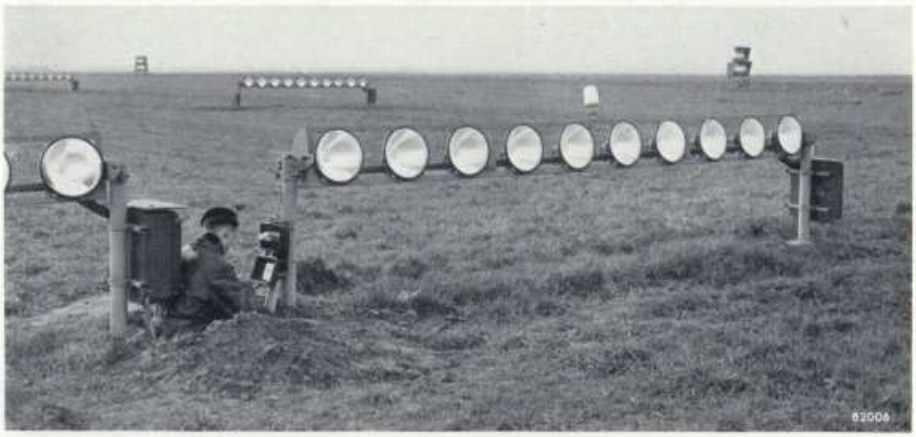


Fig. 14. Beugel met tien naderingslichten (van een ander type dan in fig. 12 afgebeeld). Verschillende van deze beugels formeren tezamen een „dwarsstaaf" van de naderingsverlichting van landingsbaan 23 op Schiphol.

Landingsbaanlichten

Er is reeds gezegd dat de landingsbaanlichten een stuk boven het maaiveld mogen uitsteken, mits men zorgt dat zij geen schade veroorzaken aan een vliegtuig dat ze ondersteboven rijdt. Zulke „opgebouwde" lichten hebben ten opzichte van verzonken lichten niet alleen het voordeel dat men ermee veel gemakkelijker aan de eisen wat betreft lichtsterkte en bundelspreiding kan voldoen, doch ook dat ze (bij geschikte constructie) in de winter niet zo gauw ondersneeuwen.

Opgebouwde landingsbaanlichten zijn toegepast in installaties voor verschillende Nederlandse vliegvelden. *Fig. 15* toont de constructie van zo'n licht. Het bevat twee instelbare lamphouders, waarin hangend twee speciale lampen zijn geplaatst. Deze lampen zijn voorzien van een soortgelijke (iets kleinere) ballon en een soortgelijke prefocuslampvoet als de in fig. 12 afgebeelde; zij hebben een gloeidraad van slechts 100 W. De verkregen licht-

Fig. 15. „Opgebouwd" landingsbaanlicht, toegepast op verschillende Nederlandse vliegvelden. Twee speciale lampen van soortgelijke constructie als die in fig. 12, doch voor 100 W, zijn rug aan rug in hangende positie gemonteerd, voor de twee aanvliegrichtingen van de landingsbaan. In het deksel is een rondschijnend licht aangebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verdeling in de bundel van elke lamp (*fig. 16*) komt behoorlijk overeen met de volgens fig. 11c vereiste. De beide lampen werpen hun bundels in tegenovergestelde richtingen, voor de beide kanten waaruit op de baan kan worden geland. Het licht bevat wederom nog een derde, rondschijnende lamp (35 W).

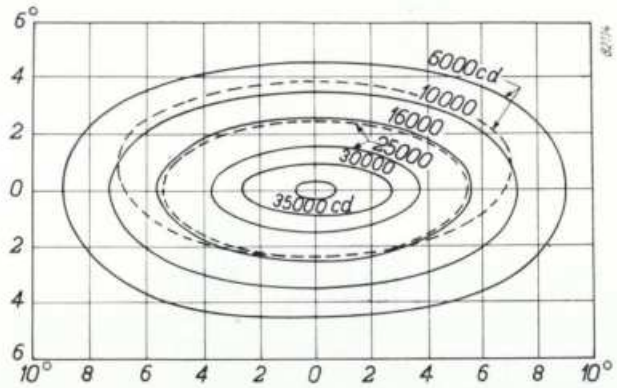


Fig. 16. Isocandela-diagram van de in fig. 15 afgebeelde 100 W-lamp. Gestippeld zijn twee krommen uit fig. 11c mede getekend.

Het licht is voorzien van een zg. breekkoppeling, een verzwakte plaats in de drager vlak boven het maaiveld, waar het licht afbreekt zodra het door een landend vliegtuig zou worden geraakt. In deze mechanische bevindt zich ook een electrische breekkoppeling: een stekerverbinding met rubberstopcontact in de leiding tussen de lampen en de, in de grond geplaatste, transformatoren.

Een constructief nog eenvoudiger oplossing, met afzonderlijke lichten voor de beide landingsrichtingen, is in *fig. 17* te zien. Hier is de zojuist beschreven speciale lamp rechtop geplaatst in een lamphouder, die in de landingsbaan of in een afzonderlijk betonblokje wordt gemonteerd en niet boven de baan uitsteekt. De houder rust met een ring op het beton en wordt door twee platen vastgeklemd, die na losdraaien van twee moeren toelaten dat hij om zijn as wordt gedraaid. Tevens kan de houder met behulp van twee schroeven, die door oren heen gaan, een weinig om een horizontale as worden gekanteld. Wordt zulk een licht door een vliegtuig geraakt, dan versplintert de hardglazen ballon, zonder dat enige schade aan het vliegtuig wordt veroorzaakt. Anderzijds is de ballon, waarvan de wand ca. $1^1/_2$ mm dik is, blijkens de opgedane ervaring toch voldoende sterk om niet vernield te worden door de steentjes die de vliegtuigen laag over de grond wegblazen.

Bij dit licht, dat een overgang naar de verzonken lichten vormt, komt reeds het typische probleem van alle verzonken lichten naar voren, nl. de bescherming tegen het grondwater. Om na het inzetten van een lamp een waterdichte afsluiting te krijgen, is op de voet van de lamp een rubbersok bevestigd. Onder de wartelmoer die op de bovenzijde van de lamphouder wordt geschroefd, bevindt zich een rubberring, die bij het aandraaien tegen de rubbersok en tegen de binnenwand van de lamphouder wordt geperst. De deugdelijkheid van de zo verkregen afsluiting is getoetst in een speciale installatie, die wordt gebruikt voor duurproeven aan verlichtingsarmaturen voor buitenverlichting. Een gedeelte van deze installatie is in *fig. 18* te zien. Een aantal te beproeven lichten zijn hier, op dezelfde wijze als bij de practische toepassing, gemonteerd in een bak, die periodiek met water wordt gevuld en weer leeggemaakt.

Wordt het verwisselen van eventueel stukgereden lichten als een bezwaar gevoeld, terwijl anderzijds het schoonhouden bij sneeuwval geen bezwaren oplevert, dan zal men de voorkeur geven aan verzonken landingsbaanlichten. In het bijzonder zal men deze oplossing kiezen indien men de beide rijen lichten, ter verbetering van de hoogte-indicatie tijdens de laatste faze van een landing, niet langs de randen van de verharde, bijv. 60 m brede, landingsbaan wil leggen, maar dichter bij elkaar, bijv. op twee rijen met een onderlinge afstand van 45 m. De kans op aanrijding van de lichten wordt dan te groot om opgebouwde lichten te kunnen toepassen.

Fig. 17. Dezelfde speciale lamp als in fig. 15 kan ook afzonderlijk op zeer eenvoudige wijze als landingsbaanlicht worden gemonteerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

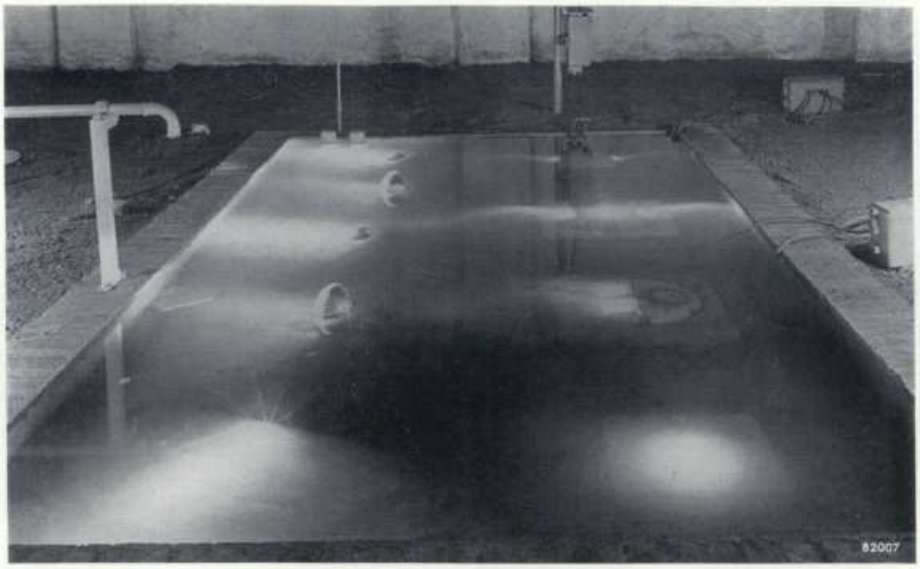


Fig. 18. Deel van een beproevingsinstallatie voor armaturen voor buitenverlichting. In de bak worden verzonken (of half verzonken) lichten gemonteerd op dezelfde wijze als bij de practische toepassing. De bak wordt periodiek met water gevuld en geledigd. In de linkerhelft ziet men twee lichten als dat van fig. 17 half onder water staan.

Opdat de verzonken lichten, zonder schade voor beide partijen, door een vliegtuig kunnen worden overreden, mogen zij hoogstens enkele cm boven de landingsbaan uitsteken. Om met deze beperking de vereiste lichtbundel te produceren, zonder in een kostbare optiek te vervallen (wat van belang is, gezien de grote aantallen lichten voor een landingsbaan), is bij Philips een kleine speciale lamp ontwikkeld, die in *fig. 19* is afgebeeld. Zij bevat een ballon die aan de achterzijde de vorm heeft van een omwentelingsellipsoïde, in welker ene brandpunt de gloeidraad staat. In het andere brandpunt (buiten de ballon) ontstaat een beeld van de gloeidraad, dat als lichtbron voor de optiek dient. Deze bestaat uit een rechthoekig afgesneden stuk van een asferische lens van geperst glas (*fig. 20*). Het „beeld" van de gloeidraad is in werkelijkheid een superpositie van een reeks beelden, die gevormd zijn door verschillende zones van de spiegel en die een verschillende vergroting bezitten. Daardoor

Fig. 19. Speciale lamp voor 35 W, toegepast in een verzonken landingsbaanlicht. De ballon bevat een inwendig verspiegeld gedeelte in de vorm van een omwentelingsellipsoïde. Hoogte van het lampje 6,8 cm.

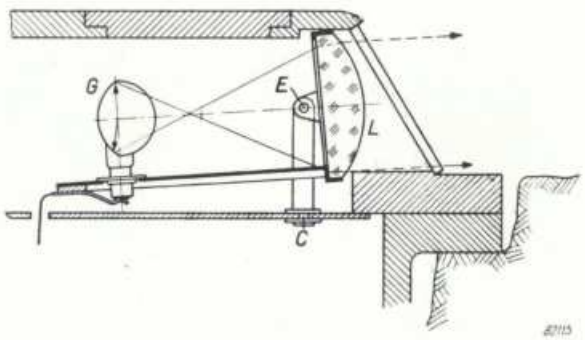


Fig. 20. Optiek van het verzonken landingsbaanlicht met het in fig. 19 afgebeelde lampje (*G*). Dank zij de ellipsoïdevormige spiegel in de ballon wordt het licht van de gloeidraad binnen een ruimtehoek van ca. 180° verzameld en voor de bundel gebruikt, terwijl de (rechthoekig afgesneden) lens *L* toch slechts een hoogte van 55 mm heeft. Het landingsbaanlicht steekt hierdoor slechts 70 mm boven het maaiveld uit. Bij een meer conventionele optiek (bijv. als die van het naderingslicht, fig. 12) vervalt men, voor een even brede en homogene bundel en een zelfde optisch rendement, in veel grotere afmetingen. Door draaien van de optiek met lampje om de horizontale as *E* varieert men de elevatie van de bundel, door zwenken van het geheel om de verticale pin *C* het azimuth.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

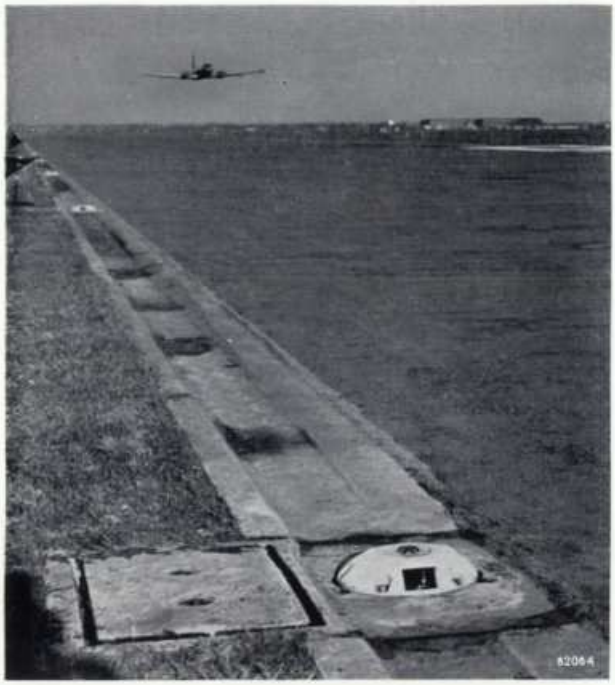


Fig. 21. Verzonken landingsbaanlicht, gemonteerd op baan 05/23 op Schiphol. Het licht bestaat uit een rond gietijzeren huis, in welks deksel twee systemen volgens fig. 20 rug aan rug zijn gemonteerd. Tevens is in het deksel een rondschijnend toplicht aangebracht. In een cirkelvormige groef vlak langs de bouten waarmee het deksel wordt opgeschroefd, is een rubberring gelegd, waardoor het huis waterdicht wordt afgesloten. In het onderste deel van het huis zijn drie transformatoren voor de voeding ondergebracht.

tekent zich de structuur van de gloeidraad niet meer in zijn „beeld" en in de dwarsdoorsnede van de geproduceerde lichtbundel af, terwijl door de afmetingen van het beeld de verlangde bundelspreiding wordt verkregen.

Twee dergelijke systemen, aangebracht op instelbare beugels, worden rug aan rug in het deksel van een gesloten gietijzeren huis gemonteerd, dat in de landingsbaan wordt geplaatst en er slechts 7 cm boven uitsteekt; zie *fig. 21*. De constructie laat op eenvoudige wijze toe, kleurfilters in de bundels te plaatsen, hetgeen voor een eventuele codering in de bebakening gewenst kan zijn. Enkele verdere details zijn in de onderschriften van de figuren 20 en 21 vermeld.

Drempellichten

Voor de lichten in de drempel van een landingsbaan, waar de landende vliegtuigen nog een zeer grote snelheid bezitten, wordt zelfs de geringe hoogte van 7 cm boven het maaiveld niet altijd toelaatbaar geacht. Men heeft lichten van het in fig. 21 afgebeelde type met nog geringere hoogte geconstrueerd, maar dan is wel een zeer bijzondere optiek vereist om de voorgeschreven lichtsterkte te realiseren. Voor drempellichten wordt nl. in de internationale aanbevelingen een groene kleur gevraagd. Om deze met gloeilampen te produceren, moet men een kleurfilter toepassen, dat in casu een transmissie van niet meer dan ca. 15% kan hebben, zodat men feitelijk de ongefilterde bundel een axiale lichtsterkte van ca. 170 000 candela moet geven.

Een lichttechnisch aantrekkelijker oplossing voor het verkrijgen van deze zeer grote lichtsterkten is het zg. roosterdrempellicht; zie *fig. 22*. Het licht dat de gewenste bundel levert, staat hierbij beneden het oppervlak van de betonnen baan, onder de beschutting van een stalen dekplaat. De onder een kleine hoek opwaarts uitgezonden lichtbundel kan uittreden dank zij een vóór het licht in de baan gesneden gleuf. Verticale stalen platen in de gleuf geven voldoende steun aan een vliegtuigwiel dat hierover heen rolt. Bij de afgebeelde uitvoering is weer gebruik gemaakt van dezelfde speciale, inwendig verspiegelde, 100 W-lamp als in fig. 15 en 17. Deze lamp kan vlak onder de dekplaat worden gemonteerd, waardoor de gleuf in de betonbaan niet al te lang behoeft te zijn en de aanlegkosten voor het gehele licht binnen redelijke grenzen blijven. De roosterplaten brengen natuurlijk

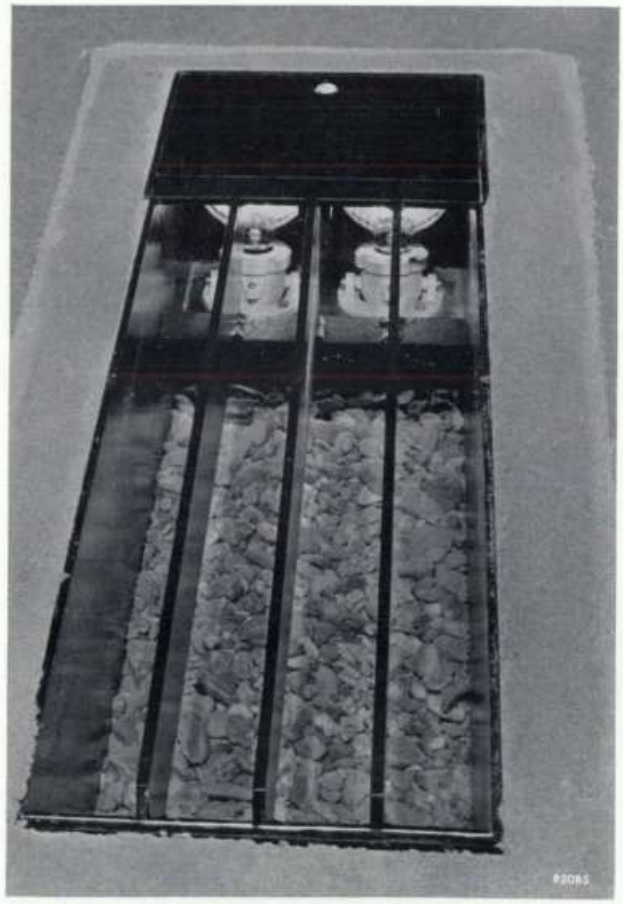


Fig. 22. Roosterdrempellicht, voorzien van twee lampen van hetzelfde type als in fig. 15 en 17.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

enig lichtverlies mee. Bij een onderlinge afstand die met het oog op de breedte van het draagvlak van vliegtuigwielen acceptabel is, komt men al gauw tot een lichtverlies van 20% in de as van de bundel en van 50% in een hiervan 5° horizontaal afwijkende richting. Het is daarom nodig, voor elk licht verscheidene lampen met de lichtbundels evenwijdig naast elkaar te plaatsen, op de wijze zoals in fig. 22 met twee lampen is gedaan.

Het richten van de lichtbundel

Voor elk licht van de bebakening kan de vereiste richting van de lichtbundel direct worden afgeleid uit de schets fig. 10*a*: de as van de bundel moet gaan midden door die doorsnede van de geleidingsschacht die zich op een afstand $r = 450$ meter (de vereiste dracht) van het licht bevindt [7]). De hieruit afgeleide, vereiste, elevatiehoek β is in *fig. 23* als functie van de plaats van het licht uitgezet. De vereiste azimuthale hoek, α, is slechts afhankelijk van de zijdelingse afstand b van het licht tot de hartlijn van de baan ($\alpha = \text{arc tg } b/r$).

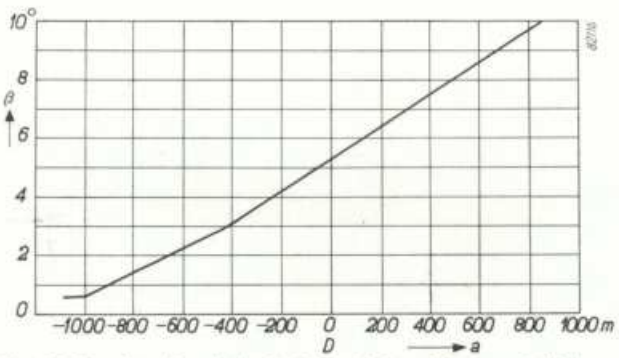


Fig. 23. Vereiste elevatiehoek β voor de bundelas van de lichten van een naderings- en landingsbaanverlichting; β is uitgezet als functie van de afstand a van de drempel.

De voorzieningen die bij de diverse lichten aangebracht zijn om azimuth en elevatie te kunnen instellen, hebben wij hierboven al kort vermeld. Wij beschrijven hier nog twee van de richttoestellen, die geconstrueerd zijn om de instelling van de lichten op de voorgeschreven hoeken α en β snel en gemakkelijk uit te voeren.

In *fig. 24* ziet men het toestel voor het richten van het landingsbaanlicht van fig. 17. Dit toestel bevat een prefocuslampvoet, van dezelfde soort als die van de voor het licht bestemde lamp. Ten opzichte van de „bundelrichting" van deze lampvoet kan een aan het toestel verbonden vizier op de gewenste azimuthale hoek α worden ingesteld. Zet men dan de voet in de lamphouder van het licht en draait men de houder om zijn verticale as totdat het vizier is gericht op het volgende licht (dus evenwijdig staat aan de landingsrichting), dan heeft de lichtbundel die een ingezette lamp zal leveren, de juiste azimuthale instelling. Verder bevat het toestelletje een waterpas, dat schuin gezet kan worden langs een verticale

[7]) Dit beginsel wordt niet altijd gevolgd. Er zijn systemen voor naderingsverlichting bekend waarbij de assen van alle lichtbundels in verticale vlakken evenwijdig aan de hartlijn van de landingsbaan zijn gelegen of zelfs iets buitenwaarts gericht. Bij zulk een instelling heeft men bundels met grotere breedtespreiding nodig.

Fig. 24. Richttoestel voor het landingsbaanlicht volgens fig. 17. Hiermee wordt de lamphouder ingesteld, waarin, dank zij de toepassing van een prefocuslampvoet, de in te zetten lamp een nauwkeurig gedefinieerde stand krijgt. De vizierrichting heeft een instelbare azimuthale afwijking van de richting die de bundel van de in te zetten lamp zal hebben; voor het gemak is in de stralengang van het vizier een prisma aangebracht, zodat men er van boven in kan kijken.

gradenboog, die evenwijdig staat aan de „bundelrichting" van de lampvoet. Stelt men het waterpas in op de gewenste hoek β en kantelt men vervolgens de lamphouder om zijn horizontale as totdat het waterpas weer horizontaal staat, dan heeft het licht de juiste elevatiehoek.

Het toestel dat afgebeeld is in *fig. 25* dient voor het richten van de verzonken landingsbaanlichten van fig. 21. Het bevat op een frame een grote, rechthoekig afgesneden lens, die onmiddellijk voor de lichtuittreeopening van het landingsbaanlicht wordt geplaatst, een met de hartlijn van lens en frame evenwijdig vizier, en een loodrecht op die hartlijn staand schermpje met een verdeling in graden van azimuth en elevatie. Het frame wordt met twee waterpassen horizontaal gezet en tevens, door richten van het vizier op een volgend licht of op een merkpaal langs de landingsbaan, met zijn hartlijn evenwijdig aan de baan. De heldere lichtvlek die de lens als beeld van de lichtbundel op het scherm doet ontstaan, geeft nu azimuth en elevatie van de bundel aan. Met behulp van de instelschroeven in het licht wordt dan het optische systeem van de betrokken bundel om een horizontale en een verticale as gedraaid totdat de lichtvlek op de juiste plaats van het scherm valt.

Tot besluit is het misschien goed op te merken dat het laatste woord op het gebied van de landingstechniek van vliegtuigen stellig niet is gezegd. Men legt zich niet neer bij de tijdelijke uitschakeling van een luchthaven als het zicht slechter wordt dan $V = 300$ meter. De oplossing hiervoor moet men echter niet zoeken in een opvoeren van de lichtsterkte der lichtbakens — we hebben hierboven gezien hoe kostbaar dit wordt — , doch in de ontwikkeling van hulpmiddelen voor het automatisch landen.

Ook bij zulk een landingsmethode zal de piloot de optische contrôle niet geheel willen missen, maar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze zal dan pas bij nog geringere vlieghoogte effectief behoeven te worden dan de visuele geleiding van thans. Dit betekent dat men dan genoegen zal kunnen nemen met de geringere dracht die de thans ontwikkelde bebakening bij slechter zicht heeft. Het is dus wellicht niet te boud te voorspellen dat, wat betreft de lichten voor de bebakening der landingsbanen, thans wèl ongeveer het laatste woord is gezegd.

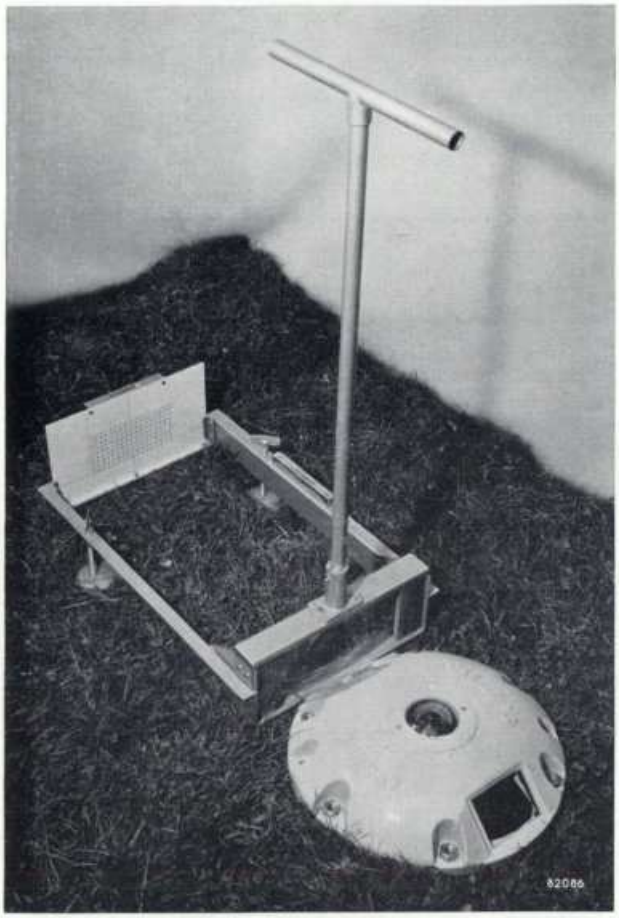


Fig. 25. Richttoestel voor het verzonken landingsbaanlicht volgens fig. 21.

Samenvatting. Voor de piloot die 's nachts of bij mist op een vliegveld moet landen, is behalve een geleiding door radar of door radiobakens, die hem tot op een afstand van ca. 1 km vóór de landingsbaan kan brengen, een visuele geleiding voor het veilig neerzetten van het vliegtuig noodzakelijk. Deze visuele geleiding wordt verschaft door een systeem van bakens, bestaande uit naderingslichten, drempellichten (aan het begin van de verharde landingsbaan) en landingsbaanlichten. Volgens aanbevelingen van internationale organisaties moeten de naderingslichten gerangschikt zijn volgens de hartlijn van de baan en een of meer dwarslijnen hierop, en alle lichten moeten zichtbaar zijn op een afstand van minstens 450 meter, voor alle punten binnen een zekere „geleidingsschacht", zowel 's nachts als overdag bij mist met een „zicht" van slechts 300 m. Hieruit kan men afleiden dat de axiale lichtsterkte van alle lichten ten minste 25 000 candela moet bedragen, en men kan voor elk licht de vereiste lichtverdeling (isocandela-diagram) bepalen. Om aan deze eisen te voldoen, heeft Philips een aantal speciale gloeilampen en armaturen ontwikkeld. Lichten van alle drie genoemde categorieën worden in dit artikel beschreven. Voor de eigenlijke landingsbaanlichten komen zowel „opgebouwde" types als „verzonken" types in aanmerking. De eerste worden zo geconstrueerd dat zij bij een eventuele aanrijding door een vliegtuig stukgaan zonder aan het vliegtuig schade toe te brengen. Bij de verzonken lichten is speciale aandacht besteed aan het waterdicht maken van het armatuur. De drempellichten moeten bij voorkeur geheel verzonken worden uitgevoerd en bovendien groen licht geven, een zeer zware eis, waaraan men het best kan voldoen met zg. roosterdrempellichten. Alle lichten hebben voorzieningen voor het variëren van de elevatie en (voor zover nodig) het azimuth van de bundel; de bundels van de op het vliegveld geplaatste lichten worden met behulp van speciale richttoestellen ingesteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

SNEL WERKENDE TELSCHAKELINGEN MET DE DECIMALE TELBUIS

door E. J. van BARNEVELD. 621.385.832:621.318.57

Voor het tellen van electrische impulsen is de telbuis type E1T een waardevol hulpmiddel, vooral om de volgende redenen: het tellen gebeurt in het tientallige stelsel, het getelde aantal is direct afleesbaar, en in geschikte schakelingen kunnen ook zeer snel op elkaar volgende impulsen worden geteld. In het onderstaande artikel worden zulke schakelingen besproken, met opgave van de maximale telsnelheden die bij laboratoriumproeven werden bereikt. In het bijzonder wordt aandacht besteed aan het tellen van impulsen met onregelmatige tijdsafstanden.

De behoefte aan snel werkende telinrichtingen is de laatste jaren sterk toegenomen, vooral voor het meten van radioactieve straling en andere kernphysische toepassingen. Men kan zich voor het bepalen van de stralingsintensiteit bedienen van een Geiger-Müllertelbuis [1]), waarin ieder binnengedrongen elementair deeltje (bijv. β-deeltje) een ontlading inleidt en zodoende een electrische impuls veroorzaakt. Of wel men werkt met een scintillatieteller; daarin verwekt de radioactieve straling scintillaties in een fluorescerend preparaat, en deze worden, bijv. met behulp van een fotomultiplicator [2]), omgezet in electrische impulsen.

Fig. 1. De decimale telbuis type E1T. Een blauw-groene fluorescentievlek wijst het cijfer aan dat overeenkomt met de stand van de electronenbundel in de telbuis, d.i. met het getelde aantal impulsen.

Volgen deze impulsen niet te vlug op elkaar, dan kan men ze tellen met een eenvoudig mechanisch telwerk (tot ongeveer 100 per seconde). Voor sneller opeenvolgende impulsen evenwel moet men electronische middelen te baat nemen. Daarmee zijn zeer snel werkende telinrichtingen te construeren. Gebruikt men hierin alleen electronenbuizen van het gangbare type, dan komt men echter tot kostbare toestellen met vrij grote aantallen buizen, vooral als men wil werken in het decimale stelsel.

Een fraaiere oplossing biedt hier de decimale telbuis type E1T (*fig. 1*), die reeds eerder zowel in dit tijdschrift [3]) als elders [4]) is besproken. De werking van deze buis is uitvoerig behandeld in het artikel [3]) — hier verder aangehaald als I —, maar zal nu eerst in het kort in herinnering worden gebracht.

Werking van de decimale telbuis E1T

De telbuis E1T, waarvan *fig. 2a* een dwarsdoorsnede en fig. 2*b* het schemateken weergeeft, is een soort kathodestraalbuis. Het electronenkanon produceert een electronenbundel, die lintvormig is (voor de voordelen hiervan zie men de artikelen [3]) en [4])). Door de potentiaal van de rechter afbuigplaat (D') te variëren, kan men de bundel heen en weer bewegen. Voorbij de afbuigplaten valt de bundel op de zg. sleufelectrode (g_4), die van tien verticale sleuven is voorzien. Beweegt de bundel over de sleufelectrode, dan valt een kleiner of groter deel van de electronen door een sleuf, deze electronen komen terecht op de achter de sleufelectrode opgestelde anode (a_2). De sleufelectrode is voorzien van zodanige openingen dat de anodestroom i_{a_2} als functie van de potentiaal der afbuigplaat D' ongeveer een verloop krijgt als in *fig. 3* schematisch is weergegeven door de kromme *I*.

Daar de anodepotentiaal vrijwel geen invloed op de anodestroom heeft, geldt deze kromme *I* ook wanneer we de anode

[1]) Zie bijv. N. Warmoltz, Philips techn. T. **13**, 259-270, 1951.
[2]) Zie bijv. H. Dormont en E. Morilleau, Le Vide **8**, 1344-1352, 1953 (No. 45); R. Champeix, H. Dormont en E. Morilleau, Philips techn. T. **16**, 270-277, 1954 (No. 9).
[3]) A. J. W. M. van Overbeek, J. L. H. Jonker en K. Rodenhuis, Een decimale telbuis voor grote telsnelheden, Philips techn. T. **14**, 349-362, 1952.
[4]) J. L. H. Jonker, Valves with a ribbon-shaped electron beam: contact valve, switch valve, selector valve, counting valve, Philips Res. Rep. **5**, 6-22, 1950.
J. L. H. Jonker, Buizen met een lintvormige electronenbundel, T. Ned. Radiog. **15**, 37-51, 1950.
J. L. H. Jonker, A. J. W. M. van Overbeek en P. H. de Beurs, A decade counter valve for high counting rates, Philips Res. Rep. **7**, 81-111, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

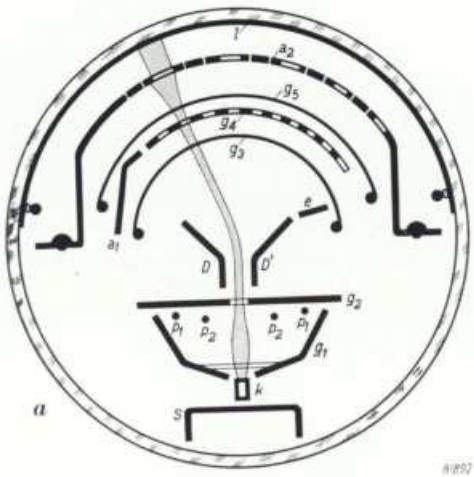
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rechtstreeks verbinden met D'. Voeden we nu a_2 en D' over een gemeenschappelijke weerstand R_{a_2} uit een bron met de spanning V_B, dan geldt voor de potentiaal van a_2 en D':

$$v_{D',a_2} = V_B - i_{a_2} R_{a_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De rechte lijn II in fig. 3, de zg. weerstandslijn, geeft deze betrekking weer. De snijpunten van I en II stellen evenwichtstoestanden voor. Zoals men gemakkelijk kan nagaan, komen echter alleen de aangestipte punten overeen met een stabiele stand van de bundel.

In elk van de tien stabiele standen valt een deel van de electronen door een opening in de anode op fluorescerend materiaal (l, fig. 2a), dat op de ballonwand is aangebracht. Aldus ontstaat een lichtvlekje, dat aangeeft in welke van de tien stabiele standen, gemerkt 0 ... 9, de bundel zich bevindt



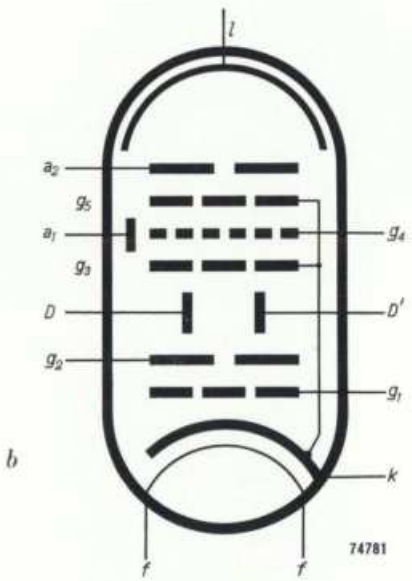


Fig. 2. a) Dwarsdoorsnede en b) schemateken van de decimale telbuis. De kathode k (met gloeidraad f), het stuurrooster g_1, de vier inwendig aangesloten focusseerelectrodes p_1 en p_2 en de versnellingselectrode g_2 vormen een electronenkanon, dat een lintvormige electronenbundel levert (breedterichting van het lint loodrecht op het vlak van tekening). D, D' afbuigplaten. g_3, g_5 remroosters. a_1 terugslaganode. g_4 electrode met tien sleuven. a_2 anode. l fluorescerende laag. s scherm (inwendig verbonden met k), dat voorkomt dat primaire electronen op de ballon terechtkomen. De hulpanode e (inwendig verbonden met g_2) vangt secundaire electronen op.

Het tellen gaat als volgt in zijn werk. De bundel bevindt zich in een stabiele stand, en nu wordt door een te tellen impuls de potentiaal van de linker afbuigplaat (D) snel ongeveer 14 V verhoogd. Parasitaire capaciteiten maken dat de potentiaal van de rechter afbuigplaat niet zo snel kan veranderen, zodat we deze voorlopig als constant mogen beschouwen.

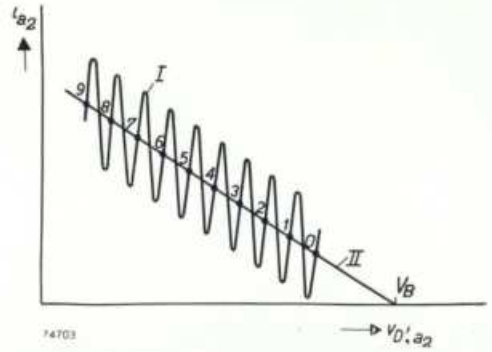


Fig. 3. Golflijn (I): karakteristiek van de decimale telbuis (anodestroom i_{a_2} als functie van de spanning v_{D',a_2} van de rechter afbuigplaat en de anode), schematisch. De rechte lijn II is de grafische voorstelling van verg. (1). Alleen de van 0 tot 9 genummerde snijpunten van I en II vertegenwoordigen stabiele standen van de electronenbundel; de andere snijpunten komen overeen met labiele standen.

De bundel springt dus naar links en komt in de volgende stabiele stand. Laten we nu de potentiaal van de linker afbuigplaat langzaam tot de oude waarde terugkeren, dan worden intussen de parasitaire capaciteiten geladen en kan de bundel zich in zijn nieuwe stand handhaven.

Heeft men, uitgaande van de meest rechtse stand (0), de bundel aldus negen maal verplaatst, dan is hij in de meest linkse stand (9) gekomen. Bij de tiende impuls moet hij in stand 0 terugkeren, en tevens moet in een tweede telbuis, die de tientallen telt, de bundel van 0 naar 1 worden gebracht. Het terugspringen van 9 naar 0 geschiedt met behulp van de zg. terugslaganode (a_1, fig. 2a); voor een manier waarop men het tot stand kan brengen, verwijzen wij naar het artikel I, blz. 358-359.

Tellen van willekeurig in de tijd verspreide impulsen

In het artikel I werd een schakeling besproken waarmee 30 000 impulsen per seconde kunnen worden geteld. Stilzwijgend werden daarmee periodieke impulsen bedoeld; met deze schakeling kan men dus frequenties tot 30 000 Hz meten. Vaak echter heeft men te doen met impulsen die met onregelmatige intervallen optreden, zoals die van een Geiger-Müller- of een scintillatieteller. Deze beide uitersten: periodieke impulsen en willekeurig in de tijd verspreide impulsen, dekken bijna alle practisch voorkomende gevallen.

Ook de willekeurig in de tijd verspreide impulsen kan men mechanisch of electronisch tellen, doch niet zonder dat een zekere fractie aan de registratie zal ontsnappen. In de decimale telbuis bijv. heeft de bundel een zekere tijd nodig om van de ene stand in de volgende te komen; gedurende deze tijd is de buis

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onwerkzaam en eventuele dan optredende impulsen worden niet geteld. Een dergelijk verlies vindt men bij alle electronische (en in nog veel sterkere mate bij mechanische) tellers. De grootte van het verlies hangt af van de tijd die de teller voor het tellen van één eenheid nodig heeft, de zg. dode tijd. Het is dan ook gebruikelijk deze karakteristieke grootheid op te geven.

Wanneer we dit bij de buis E1T ook willen doen, treedt er een moeilijkheid aan den dag. Deze buis kent namelijk twee dode tijden: de „staptijd" τ_s, nodig voor elk der stappen 0-1, 1-2, ..., 8-9, en de „terugslagtijd" τ_r, nodig voor het terugspringen van 9 naar 0. In het algemeen is τ_r groter dan τ_s. Bij periodieke impulsen is alleen de langste van de twee dode tijden, τ_r dus, de beperkende grootheid: is de tijd die tussen twee impulsen verloopt, korter dan τ_r, dan werkt de buis niet meer. Bij onregelmatig optredende impulsen echter is de zaak minder eenvoudig.

Om dit te laten zien, beschouwen we impulsen die volkomen willekeurig in de tijd verdeeld zijn. We noemen n het gemiddelde aantal impulsen per seconde dat de teller bij een telling heeft geregistreerd. Dan is de teller dus ook gemiddeld n maal per seconde even niet in staat geweest om te tellen. Negen van de tien keer was dit het gevolg van een stap 0-1, 1-2, ..., 8-9, met de dode tijd τ_s, en één van de tien keer was het als gevolg van de terugslag 9-0, met de dode tijd τ_r. Gemiddeld is de teller per seconde een tijd $\tau = (0{,}9\, n\, \tau_s + 0{,}1\, n\, \tau_r)$ seconde ongevoelig geweest, en gemiddeld is er dus per seconde slechts gedurende $(1 - \tau)$ seconde geteld. Het gemiddelde aantal per seconde toegevoerde impulsen bedroeg derhalve niet n, maar

$$N = \frac{1}{1-\tau} n. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

We hebben dus te maken met een soort gemiddelde dode tijd τ_m:

$$\tau_m = \frac{\tau}{n} = 0{,}9\, \tau_s + 0{,}1\, \tau_r. \quad \ldots \quad (3)$$

τ_s en τ_r zijn van dezelfde orde van grootte: $\tau_s = 24$ μsec, $\tau_r = 27$ μsec [5]), zodat τ_s veel meer gewicht in de schaal legt dan τ_r. Voor τ_m vinden we:

$$\tau_m = 0{,}9 \times 24 + 0{,}1 \times 27 = 21{,}6 + 2{,}7 = 24{,}3 \text{ μsec},$$

dus een bedrag dat kleiner is dan τ_r. Hieruit volgt echter allerminst dat men meer dan gemiddeld 30 000 willekeurig verspreide impulsen zou kunnen tellen. Uit de vergelijkingen (2) en (3) volgt namelijk: $n = N/(1 + N\tau_m)$. Substitueert men hierin: $\tau_m = 24{,}3$ μsec en $N = 30\,000$ imp/sec, dan vindt men: $n = 17\,300$ imp/sec, zodat het verlies niet minder dan 42 % bedraagt!

Een dergelijk verlies is ontoelaatbaar groot. Liefst zou men het zo klein willen hebben dat men het verwaarlozen kan, bijv. 1 %, maar dan moet men genoegen nemen met een betrekkelijk klein aantal geregistreerde impulsen per seconde. Om dit in te zien, brengen we (2) in deze vorm:

$$n = \frac{1}{\tau_m} \cdot \frac{N-n}{N}. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Hierin stelt $(N-n)/N$ het relatieve verlies voor. Het blijkt dus dat n evenredig met dit verlies is. Eist men dat het 1 % is, en is τ_m weer 24,3 μsec, dan wordt $n = 411$ imp/sec, en $N = 1{,}01\, n \approx n$.

Wil men meer impulsen per seconde registreren, dan wordt blijkens (4) het verlies groter en zal men een correctie moeten toepassen om uit het geregistreerde aantal n het gezochte aantal N te vinden. Volgens (2) is de correctiefactor waarmee men n moet vermenigvuldigen, $1/(1-\tau)$. In combinatie met (3) levert dit:

$$N = \frac{1}{1 - n\,\tau_m} n. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Aan het opvoeren van n en het bijbehorende werken met de correctiefactor wordt een grens gesteld door de nauwkeurigheid waarmee τ_m bekend is. Immers, hoe groter de correctiefactor $1/(1 - n\,\tau_m)$ is, des te groter is ook de fout die door een onnauwkeurigheid in τ_m in het eindresultaat wordt veroorzaakt. Is Δ de nauwkeurigheid waarmee τ_m bekend is, en δ de gewenste nauwkeurigheid in N (beide in %), dan blijkt dat voldaan moet zijn aan

$$n\,\tau_m \leqq \frac{\delta}{\Delta + \delta}.$$

Eisen we bijv. $\delta = 1$ % en is $\Delta = 10$ %, dan mag $n\tau_m$ niet groter dan 1/11 zijn. n kan nu worden opgevoerd tot $1/(11\,\tau_m) = 3740$ imp/sec. Men ziet hieruit dat men τ_m slechts met matige nauwkeurigheid behoeft te kennen om al een factor 10 in telsnelheid te kunnen winnen.

Wanneer men, om geen correctie te behoeven toe te passen, het verlies tot 1 % wil beperken en met een telsnelheid van circa 400 imp/sec niet tevreden is, zal men moeten uitzien naar middelen om de gemiddelde dode tijd τ_m korter te maken. Het ligt daarbij voor de hand dat de verbetering — althans voor willekeurig verspreide impulsen — niet in de eerste plaats moet worden gezocht bij de terug-

[5]) In het artikel I, blz. 360, werd, met inachtneming van verschillende veiligheidsmarges, de gemiddelde waarde 27,2 μsec vermeld. Wij ronden deze waarde hier af tot 27 μsec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

slag, want deze draagt slechts 2,7 van de 24,3 μsec bij, maar wel bij de bundelverplaatsing in de richting van 0 naar 9.

De staptijd τ_s bestaat uit twee gedeelten: een deel dat gegeven is door de telbuis zelf (in een bepaalde schakeling), en een deel dat gegeven is door de impulsvormer. (De impulsvormer is de schakeling die aan de telbuis voorafgaat en tot taak heeft iedere te tellen impuls om te zetten in een impuls die een voor de telbuis geschikte vorm en amplitude heeft.) We zullen eerst nagaan welke vermindering van τ_s verkregen kan worden door een verbeterde impulsvormer.

Verbeterde impulsvormer

Fig. 4 is het schema van een impulsvormer die voor grotere aantallen impulsen per seconde bruikbaar is dan de impulsvormer welke in het artikel I (fig. 20) werd besproken. De schakeling is elders uitvoerig beschreven [6]).

Deel *A* bestaat in hoofdzaak uit een dubbele triode E 92 CC, waarvan in de rusttoestand de sectie *I* geleidend is en de sectie *I'* stroomloos. De anodespanning van *I'* bedraagt in deze toestand 173 V.

Een negatieve impuls op het rooster van *I* maakt, zolang de impuls duurt, *I* stroomloos en *I'* geleidend, waarbij de anodespanning van *I'* daalt tot 130 V, en daarna keert de oorspronkelijke toestand terug. De potentiaal van het punt *P* is dus sprongsgewijs van 173 V tot 130 V gedaald en vervolgens tot 173 V teruggekeerd.

Deze rechthoekige impuls aan *P* wordt in het gedeelte *B* gedifferentieerd door de combinatie van de condensator C_4 en de weerstand R_{13}. De diode d_1 verhindert het optreden van een negatieve piek (corresponderend met de sprong van 173 V naar 130 V). De diode d_2 laat de positieve piek (gevolg van de sprong van 130 V naar 173 V) door; dit doet de kathodespanning van deze buis (punt *Q*) stijgen van 156 V tot circa 170 V.

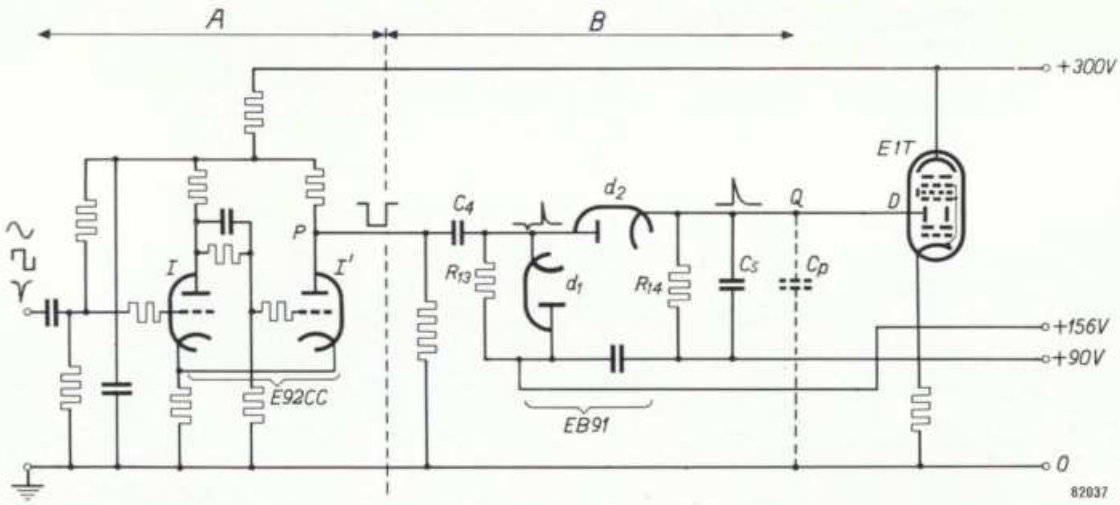


Fig. 4. Schema van een verbeterde impulsvormer [6]), iets vereenvoudigd. Deel *A* zet het sinusvormige, rechthoekige of impulsvormige ingangssignaal om in rechthoekige impulsen aan het punt *P*. Deel *B* zet deze rechthoekige impulsen om in driehoekige aan het punt *Q*, waarmee de linker afbuigplaat *D* van de telbuis E1T is verbonden. Van de dubbele triode E 92 CC is in de rusttoestand sectie *I* geleidend en sectie *I'* stroomloos. Een spanningsdaling van het rooster van *I* doet de toestand omslaan, een daarop volgende spanningsstijging doet de rusttoestand terugkeren. C_4-R_{13} is een differentiërend netwerk. Sectie d_1 van de dubbele diode EB 91 snijdt de negatieve impulsen af, sectie d_2 laat de top van de positieve door. $(C_5 + C_p)R_{14}$ is de tijdconstante van de achterkant der aan *Q* optredende impulsen (C_p = parasitaire capaciteit). (Notatie C_4, C_5, R_{13} en R_{14} gelijkluidend met die in fig. 3 van het artikel [6]).)

Men kan in fig. 4 twee gedeelten onderscheiden: een gedeelte *A* (de „squarer"), dat het ingangssignaal (impulsvormig, sinusvormig of rechthoekig) omzet in rechthoekige impulsen, en de eigenlijke impulsvormer, *B*, die van de rechthoekige impulsen driehoekige maakt.

Door een geschikte keuze van de tijdconstante C_4R_{13} kan men bereiken dat de anodespanning van d_2 sneller daalt dan de kathodespanning, zodat d_2 stroomloos wordt. Van dit ogenblik af daalt de potentiaal van *Q* exponentieel, met 90 V als asymptotische eindwaarde, doordat de condensator C_5 (samen met de zich er parallel aan bevindende parasitaire capaciteit) zich ontlaadt via de weerstand R_{14}. Echter, reeds wanneer de potentiaal gedaald is tot 156 V

[6]) R. van Houten, A decade counter stage with a counting rate of 100 000 pulses per second, Electronic Appl. Bull. **15**, 34-43, 1954 (No. 3), fig. 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(de anodespanning van d_1), worden de diodes d_1 en d_2 weer geleidend, zodat de potentiaal van Q verder op de waarde van ca. 156 V constant blijft. Daar het traject maar klein is, verliep de spanningsdaling van 170 V tot 156 V nagenoeg lineair, zoals in *fig. 5* te zien is. De aldus ontstane driehoekige impuls met 14 V amplitude heeft, bij bepaalde waarden van C_5 en R_{14} een basisbreedte van 13 μsec, hetgeen geschikt is voor alle telbuizen E1T; punt Q in fig. 4 is dan ook verbonden met de linker afbuigplaat D.

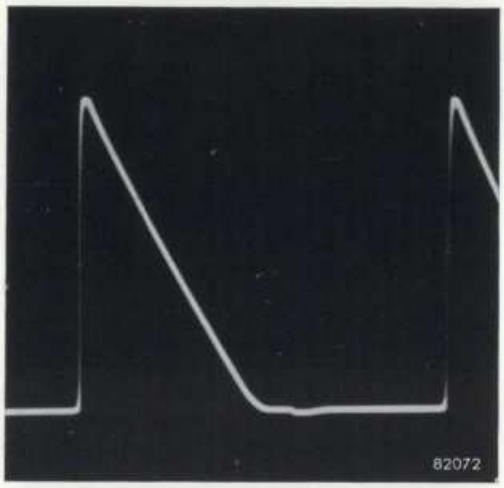


Fig. 5. Oscillogram van de impuls aan punt Q (fig. 4), bij een wisselspanning met een frequentie van 50 000 Hz op de ingang van de impulsvormer. De amplitude is 14 V, de duur 10 μsec.

Voor het tellen van willekeurig in de tijd verspreide impulsen moeten we nu als dode tijd in rekening brengen:

$$\tau_m = 0{,}9\ \tau_s + 0{,}1\ \tau_r = 11{,}7 + 2{,}7 = 14{,}4\ \mu\text{sec}.$$

Laten we weer 1 % verlies toe, dan volgt uit (4) dat nu $n = 10^{-2}/14{,}4 \cdot 10^{-6} = 695$ imp/sec, dus aanmerkelijk meer dan het boven gevonden bedrag.

Men kan zich afvragen of het gemiddelde aantal van 695 imp/sec niet nog veel te klein is. Uit de volgende redenering moge blijken dat het althans in de juiste orde van grootte is.

Wil men N meten tot op 1 % nauwkeurig, dan zal men in totaal zoveel impulsen moeten tellen dat de natuurlijke fluctuatie (die dus niets te maken heeft met de dode tijd van de meetapparatuur) niet meer dan 1 % fout veroorzaakt. Het totale te tellen aantal zal dan op zijn minst 10 000 moeten zijn. Verder zal ook de tijd gedurende welke men telt, tot op 1 % nauwkeurig gemeten moeten worden. Meet men deze tijd met een stophorloge, dan is een duur van op zijn minst 20 seconden nodig, wil men deze nauwkeurigheid kunnen bereiken. Nu volgt uit het feit dat men ten minste 10 000 impulsen moet tellen in ten minste 20 seconden, weliswaar niet dat het aantal impulsen dat de teller per seconde te verwerken krijgt, altijd 10 000/20 = 500 is, en ook niet dat het gemiddeld, of maximaal, zoveel is, maar wèl dat het (bij nauwkeurigheid tot op 1 %) in deze orde van grootte is. In het algemeen heeft het weinig zin de telling over meer dan totaal 10 000 impulsen uit te strekken, want men zou dan wel enorm veel verder moeten gaan om de nauwkeurigheid essentieel te verbeteren.

Is de radioactieve straling zo sterk dat in de tijd van 20 sec meer dan 10 000 impulsen optreden, dan kan men zich meestal redden door de afstand van het preparaat tot de telinrichting te vergroten of door een diafragma aan te brengen. Niet altijd echter is een dergelijke maatregel wenselijk, in het bijzonder niet bij coïncidentieschakelingen. Daarbij werkt men met bijv. twee scintillatietellers en wil men het aantal coïncidenties weten, d.i. het aantal malen dat deze twee tellers door hetzelfde elementaire deeltje worden getroffen, als fractie van het totale aantal deeltjes dat in dezelfde tijd één der buizen treft. Deze fractie nu kan zeer klein zijn. Wanneer de traagheid van de telinrichting ertoe dwingt het totale aantal impulsen per seconde betrekkelijk klein te houden, dan worden de coïncidenties zo zeldzaam dat men voor een voldoend grote nauwkeurigheid de meting over een enorm lange tijd zou moeten uitstrekken. Voor dit soort metingen heeft men dan ook behoefte aan tellers die nog veel meer dan gemiddeld enige honderden impulsen per seconde (bij 1 % verlies) kunnen verwerken. En hetzelfde kan uiteraard gelden voor het tellen van allerlei gebeurtenissen waarvan men in het geheel niet in de hand heeft hoeveel maal per seconde zij geschieden. Daarom is het de moeite waard na te gaan of de staptijd τ_s nog verder verkort kan worden.

Verkleining van het aandeel van de telbuis in de staptijd

De electronenbundel in de telbuis wordt telkens één stap verder gebracht door een telimpuls, d.i. een plotselinge verhoging van de potentiaal van de linker afbuigplaat (D, fig. 2). Wegens de parasitaire capaciteit van de met elkaar verbonden anode (a_2) en rechter afbuigplaat (D') verandert de potentiaal van a_2 en D' slechts betrekkelijk langzaam. Als de bundel één stap verder naar links is gekomen, treedt het dalende deel van de telimpuls in, dwz. de potentiaal van de linker afbuigplaat keert geleidelijk tot de oorspronkelijke waarde terug, en wel zo langzaam dat de bundel zich in zijn nieuwe stand kan handhaven. Daarbij daalt de potentiaal van de anode en de rechter afbuigplaat met een bedrag $V \approx 14$ V. Maar dan verandert ook de lading van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze twee electrodes (waarvan we de parasitaire capaciteit C_p noemen): er wordt een negatieve lading $Q = C_p V$ aan toegevoerd. Deze lading wordt als volgt geleverd.

Nadat de bundel door een positieve potentiaalsprong op de linker afbuigplaat één stap naar links is gebracht, zal hij tijdens het daarop volgende dalende gedeelte van de telimpuls de neiging hebben zich naar zijn oude stand terug te begeven, naar rechts dus. Zoals men in fig. 3 kan zien, heeft de anodestroom dan de neiging toe te nemen. Er komt aldus een extrastroom ter beschikking, die de parasitaire capaciteit kan laden. Hoe sneller men de potentiaal van de linker afbuigplaat laat dalen, hoe sneller de anodestroom toeneemt en hoe eerder dus de parasitaire capaciteit geladen is.

Dit geldt natuurlijk niet onbeperkt, want de extrastroom zelf is beperkt. Sommige toppen van de kromme $i_{a_2} = f(v_{D',a_2})$ — zie fig. 3 — liggen slechts 100 μA boven de stabiele punten. Terwille van de betrouwbaarheid gebruikt men daar niet meer dan 20 μA van (dit heeft men in de hand door de dalende flank van de telimpuls een geschikte helling te geven). Deze extrastroom I nu moet het spanningsverschil over de parasitaire capaciteit (15 pF) 14 V doen dalen. Hiervoor is nodig een tijd

$$\vartheta_2 = \frac{C_p V}{I} = \frac{15 \cdot 10^{-12} \times 14}{20 \cdot 10^{-6}} \cdot 10^6 = 10{,}5 \text{ μsec.} \quad (6)$$

Voegt men bij ϑ_2 de stijgtijd ϑ_1 van de impuls, en bovendien nog een zekere veiligheidsmarge, dan komt men tot 13 μsec als minimumduur van de telimpuls.

Hoe kan de tijd ϑ_2 worden verkort? Bezien we daartoe verg. (6). De parasitaire capaciteit C_p kan niet worden verkleind, evenmin als het spanningsverschil V tussen twee stabiele punten. De enige mogelijkheid die overblijft, is dus vergroting van de laadstroom I. De telbuis zelf leent zich hiertoe niet, maar wèl kan men uitwendige middelen te baat nemen om een grotere stroom toe te voeren. De stroom moet zo gericht zijn dat hij de potentiaal van de anode a_2 en van de rechter afbuigplaat D' doet dalen, dwz. er moeten electronen aan a_2 en D' worden toegevoerd. Men kan dit doen via een buis — een triode bijv. — waarvan de anode is verbonden met de rechter afbuigplaat en de anode van de telbuis (*fig. 6*). Deze „laadbuis" moet het grootste deel van de tijd afgeknepen staan en alleen bij iedere telimpuls even stroom doorlaten.

Een moeilijkheid die hierbij optreedt, is dat de toegevoerde ladingen niet altijd even groot moeten zijn, doch kleiner moeten worden naarmate de spanning v_{D',a_2} van rechter afbuigplaat en anode lager is. Neemt namelijk v_{D',a_2} af (als gevolg van de bij iedere stap 0-1, 0-2, enz., groter wordende anodestroom), dan wordt, daar de afbuiging asymmetrisch is, de gemiddelde potentiaal in de ruimte tussen de afbuigplaten ook lager; hierdoor neemt de afbuigingsgevoeligheid toe, dwz. de stabiele snijpunten van de weerstandslijn met de kromme $i_{a_2} = f(v_{D',a_2})$ liggen bij kleine v_{D',a_2} dichter bij elkaar dan bij grote. In de schematische fig. 3 zijn de punten *0, 1, 2, ..., 9* even ver uit elkaar getekend, maar in werkelijkheid bedraagt de horizontale afstand tussen *0* en *1* (bij stand 0 behoort $v_{D',a_2} = 245$ V) 17,5 V, en die tussen *8* en *9* (bij stand 9 behoort $v_{D',a_2} = 109$ V) 12,8 V. De verhouding tussen deze twee uiterste standen is dus 17,5:12,8 ≈ 4:3.

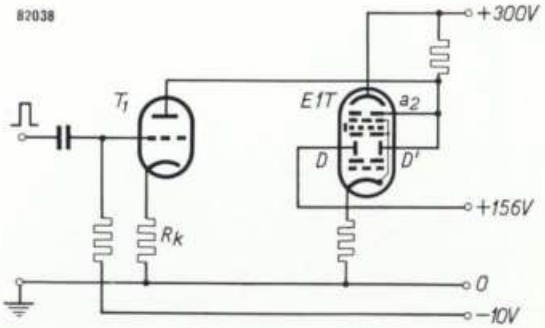


Fig. 6. Schakeling ter verkorting van de staptijd door middel van een hulptriode T_1 („laadbuis"), die bij iedere impuls even geleidend wordt en dan negatieve lading toevoert aan de rechter afbuigplaat (D'). De linker afbuigplaat (D) heeft nu een constante potentiaal (156 V). R_k kathodeweerstand.

De schakeling moet dus zo worden gemaakt dat de laadbuis een lading levert die met dalende anodespanning afneemt, zodanig dat de ladingen bij de hoogste resp. laagste anodespanning zich verhouden als 4:3. Dit doel is bereikt door de triode die als laadbuis dienst doet (fig. 6), een kathodeweerstand R_k van bepaalde grootte te geven. Deze grootte kan worden bepaald zoals in *fig. 7* is gedaan. In deze figuur zijn twee karakteristieken van de gebruikte triode (één helft van een dubbele triode ECC 81) getekend, en wel de anodestroom I_a als functie van de roosterspanning V_g bij constante anodespanning V_a

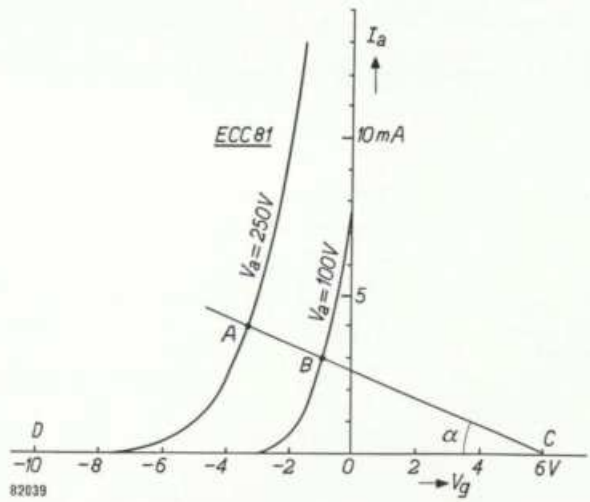


Fig. 7. Karakteristieken $I_a = f(V_g)$ bij $V_a = 100$ V en 250 V, voor één helft van de dubbele triode ECC 81. Door de punten A (bij 4 mA op de karakteristiek voor $V_a = 250$ V) en B (bij 3 mA op de karakteristiek voor $V_a = 100$ V) is een rechte lijn getrokken. Deze maakt een hoek α met de V_g-as en snijdt deze as in C. De grootte van R_k in fig. 6 is cotg α. De vereiste grootte van de impuls is $DC = 16$ V.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(100 V en 250 V). Op de karakteristiek voor $V_a = 250$ V (ten naastebij de hoogste anodespanning, 245 V) is een punt A gekozen bij een stroom I_a die bepaald is door $I_a = Q/\Delta t = CV/\Delta t$ (waarin Δt = duur van de impuls en $V = 17{,}5$ V), bijv. $I_a = 4$ mA. Op de karakteristiek voor $V_a = 100$ V (ten naastebij de laagste anodespanning, 109 V) is vervolgens een punt B gekozen met ordinaat $^3/_4 I_a = 3$ mA. De hellingshoek α van de lijn AB nu bepaalt de grootte van R_k ($=$ cotg α). De lijn AB snijdt de V_g-as in het punt C bij $V_g = +6$ V. Daar V_g ca. -10 V moet zijn om de buis bij $V_a = 250$ V voldoende afgeknepen te houden, moet de amplitude DC van de impuls ca. 16 V bedragen. Ook de duur, Δt, moet vastliggen, aangezien de juiste waarde van R_k van Δt afhangt. Aan te bevelen is het gebruik van een impulsvormer, die de te tellen variabele impulsen (afkomstig van een scintillatieteller bijv.) omzet in impulsen van de juiste grootte en constante duur. Zulk een impulsvormer wordt besproken in het Aanhangsel. (De impulsvormer volgens fig. 4 is hier niet bruikbaar, want hij levert impulsen van andere vorm en duur dan hier vereist worden.)

Men kan op deze wijze gemakkelijk een laadstroom van 3 mA verkrijgen, dus 150 maal zo veel als de oorspronkelijke stroom van 20 μA. Daar staat tegenover dat de laadbuis de parasitaire capaciteit ongeveer verdubbelt, maar men heeft dan toch nog een factor 75 gewonnen. De tijd ϑ_2 kan aldus worden teruggebracht tot $^1/_{75} \times 10{,}5 = 0{,}14$ μsec.

Om nu de gemiddelde dode tijd τ_m te berekenen, passen we verg. (3) toe, en wel eerst in de onderstelling dat er bij het tellen 0-1, 1-2, enz., geen andere dode tijd in het spel is dan de zoëven gevonden waarde van 0,14 μsec (zodat we $\tau_s = 0{,}14$ μsec mogen stellen), en dat de terugslagtijd τ_r nog altijd 27 μsec is:

$$\tau_m = 0{,}9 \times 0{,}14 + 0{,}1 \times 27 = 0{,}13 + 2{,}70 = 2{,}83 \text{ μsec}.$$

In dit geval zouden dus gemiddeld $10^{-2}/2{,}83 \cdot 10^{-6} = 3540$ willekeurig verspreide impulsen per seconde geteld kunnen worden (bij 1 % verlies).

In het algemeen echter is de apparatuur die aan de eigenlijke telinrichting voorafgaat (bijv. een scintillatieteller, fotomultiplicator, versterker, begrenzer, impulsvormer), ook behept met een zekere dode tijd (τ_c). Deze is meestal langer dan 0,1 μsec, vaak zelfs langer dan 0,5 μsec. Het zal duidelijk zijn dat het weinig zin heeft de dode tijd van de telinrichting zelf korter te maken dan τ_c; de telinrichting zou dan telkens al enige tijd klaar zijn om te tellen terwijl de voorafgaande schakeling nog niet in staat was impulsen te leveren.

In feite komt het alleen maar aan op de dode tijd van de gehele apparatuur. We kunnen ook deze dode tijd berekenen met behulp van verg. (3) mits we hierin τ_s vervangen door τ_c indien τ_c groter is dan τ_s, en τ_r vervangen door τ_c indien τ_c groter is dan τ_r. Zo vinden we bijv. met $\tau_s = 0{,}14$ μsec, $\tau_r = 27$ μsec en $\tau_c = 1$ μsec:

$$\tau_m = 0{,}9\ \tau_c + 0{,}1\ \tau_r = 0{,}90 + 2{,}70 = 3{,}60 \text{ μsec},$$

waarmee correspondeert: $n = 2800$ imp/sec (bij 1 % verlies).

Verkorting van de terugslagtijd

Voor het vergroten van de telsnelheid bij onregelmatig optredende impulsen was oorspronkelijk de terugslagtijd van veel minder belang dan de staptijd. Uit het laatste getallenvoorbeeld echter blijkt dat met de besproken middelen de staptijd zodanig kan worden verkort dat nu de voornaamste bijdrage tot de gemiddelde dode tijd τ_m wordt geleverd door de terugslagtijd τ_r. Alleen al om deze reden is het zaak na te gaan of ook τ_r kan worden verkleind. Een tweede reden is dat τ_r (uitsluitend τ_r) de maximale telsnelheid voor periodieke impulsen bepaalt.

Snellere terugslag met behulp van een flip-flapschakeling

Het ligt voor de hand te trachten de terugslagtijd te verkorten op soortgelijke wijze als de staptijd, namelijk door middel van een hulpbuis die door toe- of afvoer van lading de vertragende invloed van de parasitaire capaciteit verkleint. Tijdens de terugslag stijgt de potentiaal van de rechter afbuigplaat. Om deze potentiaal sneller te doen stijgen — en dus de terugslag te bespoedigen —, moet men derhalve electronen van de rechter afbuigplaat afvoeren. Niet de anode van de hulpbuis, maar de kathode moet dus nu met de rechter afbuigplaat (en de anode) van de telbuis worden verbonden.

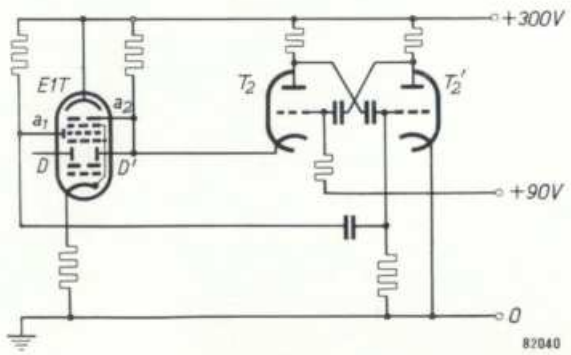


Fig. 8. Telbuis E1T met flip-flapschakeling (T_2-T_2') ter verkorting van de terugslagtijd. In rust is T_2 stroomloos en T_2' geleidend. De toestand slaat om door de negatieve impuls die aan de terugslaganode a_1 ontstaat wanneer de bundel van 9 naar 0 begint terug te keren.

In *fig. 8* is een manier voorgesteld waarop men dit principe kan verwezenlijken. Er wordt gebruik gemaakt van een flip-flapschakeling (monostabiele multivibrator). Normaal geleidt de rechter buishelft

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(T_2') en is de andere (T_2) stroomloos. Wordt echter de roosterspanning van T_2' een weinig sterker negatief gemaakt, dan slaat de toestand om: T_2' wordt stroomloos, T_2 gaat geleiden en onttrekt daardoor electronen aan de rechter afbuigplaat (D'), welker potentiaal dientengevolge zeer snel stijgt. Dit gaat zo door totdat de stroom in T_2 begint af te nemen, als gevolg van het feit dat het potentiaalverschil tussen anode en kathode kleiner wordt. Ten slotte is T_2' niet meer voldoende afgeknepen en keert de begintoestand terug.

Het omslaan van de flip-flap wordt bewerkstelligd door de terugslaganode (a_1) van de telbuis; deze electrode daalt namelijk in potentiaal wanneer ze door de electronenbundel wordt getroffen, hetgeen het geval is bij iedere tiende impuls.

Tewerkgaande volgens dit principe, hebben we een terugslagtijd van 4 μsec verkregen (normaal 27 μsec). Verdere verkorting heeft het bezwaar dat de hulpbuis, waarvan de anodestroom omgekeerd evenredig met de terugslagtijd is, een vrij grote stroom gaat opnemen. Een ander bezwaar is dat de isolatie tussen kathode en gloeidraad van de hulpbuis aan zeer hoge eisen moet voldoen.

Deze bezwaren kunnen als volgt worden toegelicht.

Wat betreft de anodestroom: Gedurende de terugslag stijgt de kathodepotentiaal van de hulpbuis T_2 van ca. +90 V tot ca. +245 V. Wil de buis daarbij blijven geleiden, dan moet het spanningsverschil tussen rooster en kathode ongeveer constant blijven, dwz. de schakeling moet zo gedimensionneerd zijn dat het rooster gedurende de terugslag eveneens ongeveer 245 − 90 = 155 V in potentiaal stijgt. Wegens de parasitaire capaciteit gebeurt dit alleen dan snel genoeg indien de anodeweerstand laag is. Ten einde over de lage weerstand de vereiste spanningsval te verkrijgen, moet men de anodestroom vrij groot kiezen.

Wat betreft de gloeidraadisolatie: Indien men de gloeidraad voedde uit een transformatorwikkeling waarvan, zoals gebruikelijk, het midden is geaard, zou de spanning tussen kathode en gloeidraad veel hoger worden dan bij de meeste buistypen toelaatbaar is. Daarom dient men een afzonderlijke gloeistroomwikkeling te gebruiken en deze op een spanning ten opzichte van aarde te brengen die ongeveer midden tussen 90 en 245 V in ligt (bijv. de spanning van 156 V, die als voorspanning van de linker afbuigplaat toch al nodig is). Doch ook dan nog moet men erop bedacht zijn dat al een zeer kleine lekstroom de werking in gevaar kan brengen. Een eventuele lekstroom wordt namelijk bij de anodestroom van de telbuis opgeteld, wat tot gevolg kan hebben dat één of meer stabiele standen van de electronenbundel komen te vervallen. Men moet voor de hulpbuis dus een buistype kiezen waarbij de isolatie tussen gloeidraad en kathode bijzonder goed is.

De hieronder besproken schakeling vermijdt deze bezwaren, doordat in plaats van een thermisch emitterende kathode een secundair emitterende kathode wordt gebruikt.

Snellere terugslag met behulp van een secundaire-emissiebuis

In *fig. 9* is het schemateken van de secundaire-emissiebuis EFP 60 weergegeven. Een gloeikathode k_1 levert primaire electronen, die na het passeren van de roosters g_1, g_2 en g_3 op de zg. dynode (k_2) vallen. Deze electrode is bedekt met een stof die een grote secundaire emissie geeft, dwz. dat gemiddeld

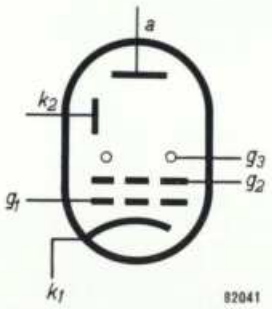


Fig. 9. Schemateken van een secundaire-emissiebuis. k_1 gloeikathode. g_1 stuurrooster. g_2 schermrooster. g_3 derde rooster. k_2 dynode (secundaire-emissiekathode). a anode.

per opvallend primair electron verscheidene secundaire electronen worden vrijgemaakt. Daar de anode (a) een positieve spanning ten opzichte van de dynode heeft, begeven de secundaire electronen zich naar de anode. Dank zij de secundaire emissie is de anodestroom groter dan de kathodestroom; het verschil wordt geleverd door de dynode.

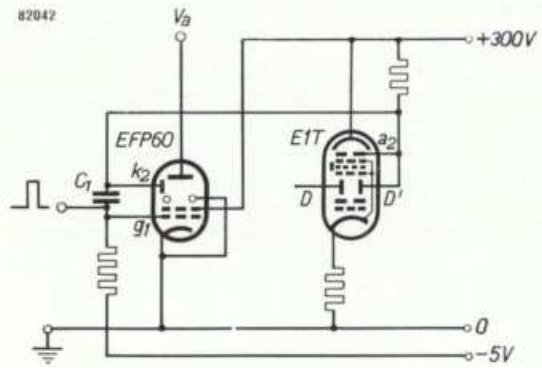


Fig. 10. Telbuis E1T, met secundaire-emissiebuis EFP 60 ter verkorting van de terugslagtijd. De buis EFP 60 wordt geleidend gemaakt door een positieve impuls op g_1 en blijft lang genoeg geleidend door de werking van de koppelcondensator C_1 tussen k_2 en g_1.

Verbinden we nu de dynode met de anode en de rechter afbuigplaat van de telbuis (*fig. 10*), en zorgen we ervoor dat de secundaire-emissiebuis op het juiste ogenblik in werking komt, dan verkrijgen we het gewenste effect: de dynode onttrekt electronen aan de rechter afbuigplaat; deze stijgt snel in potentiaal, hetgeen dus de terugslag versnelt.

De vraag is nu: hoe wordt de secundaire-emissiebuis op het juiste ogenblik in werking gebracht?

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Daarvoor is nodig een positieve spanningssprong op het stuurrooster (g_1), zodra de terugslag moet beginnen. Op dat moment is echter alleen een negatieve spanningssprong beschikbaar (aan de terugslaganode, a_1, van de telbuis). Deze negatieve sprong nu wordt door een eentrapsversterker, die tussen de terugslaganode en het genoemde stuurrooster is geschakeld (*fig. 11*), omgezet in de vereiste positieve sprong. In deze versterker doet één helft (T_1') van een dubbele triode ECC 81 dienst; de andere helft (T_1) fungeert als laadbuis ter verkorting van de staptijd (vgl. fig. 6).

De secundaire-emissiebuis moet lang genoeg in werking blijven om in de telbuis een volledige terugslag tot stand te doen komen. Te dien einde is het stuurrooster van de secundaire-emissiebuis over een condensator (C_1, fig. 10 en 11) gekoppeld met de dynode; tijdens de terugslag stijgt de potentiaal van de dynode, dus ook die van het stuurrooster, waardoor de buis zeker open blijft.

Het toenemen van de dynodepotentiaal gaat door totdat deze nagenoeg de anodepotentiaal heeft bereikt; dan beginnen namelijk de secundaire electronen naar de dynode terug te keren, deze stijgt niet meer in potentiaal en de terugslag in de telbuis loopt ten einde. Dit doet ons een eenvoudig middel aan de hand ter compensatie van afwijkingen tussen verschillende exemplaren van de telbuis E1T, afwijkingen namelijk in de waarde van de spanning v_{D',a_2} die behoort bij stand 0; indien men geen compensatie toepaste, zou door deze spreiding bij sommige exemplaren de bundel naar stand 1 kunnen terugspringen, in plaats van naar stand 0. Het bedoelde middel bestaat hierin dat we de anodespanning van de secundaire-emissiebuis regelbaar maken (potentiometer P in fig. 11).

Na afloop van de terugslag lekt de positieve lading van het stuurrooster der secundaire-emissiebuis snel weg. Deze buis wordt daardoor stroomloos en daarmee keert de begintoestand terug.

Met de schakeling van fig. 11 is het gelukt de terugslag te doen geschieden in 0,45 μsec. Dit betekent dat periodieke impulsen kunnen worden geteld met snelheden tot 2,2 millioen impulsen per seconde (*fig. 12*).

Wat willekeurig in de tijd verspreide impulsen betreft, herinneren we eraan dat een scintillatieteller met fotomultiplicator een dode tijd heeft van circa 0,20 μsec (zie de in [2]) aangehaalde artikelen). Deze is langer dan de staptijd van 0,14 μsec, die op de beschreven wijze kan worden verkregen, terwijl de terugslag slechts een bijdrage van $0{,}1 \times 0{,}45 = 0{,}045$ μsec tot de gemiddelde dode tijd levert. We vinden aldus voor deze laatste:

$$\tau_m = 0{,}9 \times 0{,}20 + 0{,}045 = 0{,}225 \text{ μsec.}$$

Laten we weer 1 % verlies toe, dan komt deze waarde van τ_m overeen met het registreren van gemiddeld 44 500 willekeurig in de tijd verspreide impulsen per seconde, en met een evenredig groter aantal indien we met een groter verlies genoegen nemen.

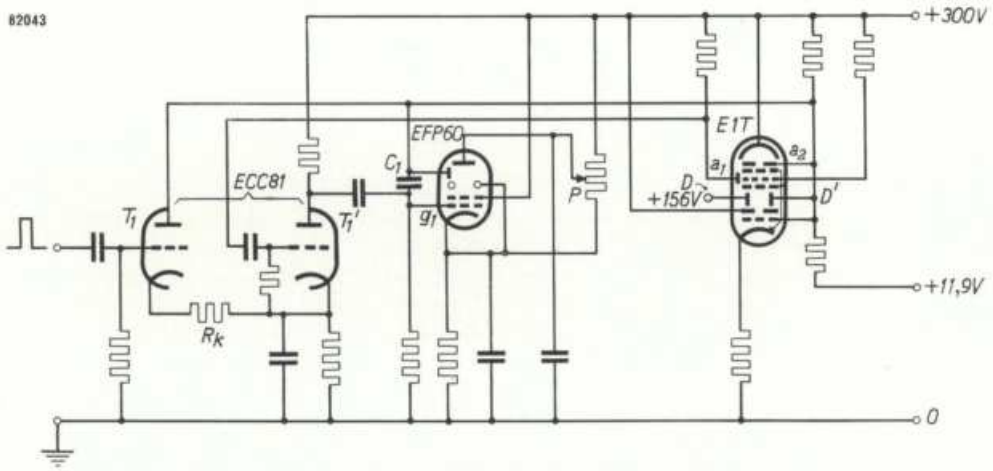
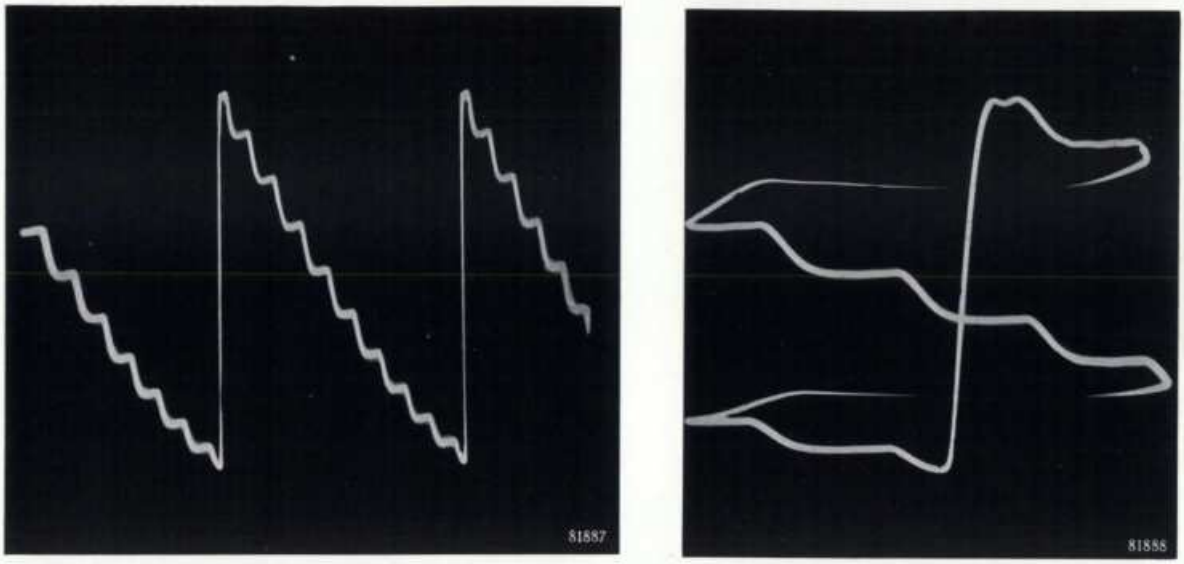


Fig. 11. Verdere uitwerking van de schakeling van fig. 10, in combinatie met die van fig. 6. De negatieve impuls die aan a_1 bij het begin van de terugslag ontstaat, wordt door de versterkbuis T_1' omgezet in een positieve impuls, welke op het stuurrooster g_1 van de secundaire-emissiebuis EFP 60 werkt. P potentiometer ter regeling van de anodespanning van de buis EFP 60 (compensatie van verschillen tussen de telbuizen). T_1 fungeert als laadbuis, ter verkorting van de staptijd (vgl. fig. 6). T_1 en T_1' vormen samen een dubbele triode ECC 81.

Tot slot vestigen we er de aandacht op dat, voor zover dit artikel verslag uitbrengt over laboratoriumwerk, in de vermelde resultaten de toleranties van buizen en andere schakelelementen niet zijn verdisconteerd — wat in het artikel I en in dat van Van Houten [6]) wèl het geval was.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 12. Oscillogrammen van v_{Df,a_2} in de schakeling van fig. 11, tijdens het tellen van 2 millioen periodieke impulsen per seconde; bij 2,2 millioen was de hoogste frequentie bereikt die de teller nog kon verwerken. Bij (*b*) is de horizontale uitslag van de oscillograaf vier maal zo snel als bij (*a*), waardoor vooral de duur van de terugslag nauwkeuriger gemeten kan worden.

Aanhangsel: Impulsvormer voor het besturen van de laadtriode

De laadtriode, die de verkorting van de staptijd bewerkstelligt (T_1 in fig. 6 en fig. 11), dient voor een juiste werking bestuurd te worden met impulsen die onderling gelijk zijn zowel in hoogte als in breedte. De impulsen echter zoals die door een deeltjesteller, in het bijzonder een scintillatieteller, geleverd worden, voldoen niet aan deze eisen. Daarom wordt een impulsvormer gebruikt, die ze omzet im impulsen van de juiste amplitude en onderling gelijke breedte. Met behulp van de kathodeweerstand R_k past men de laadtriode bij deze impulsbreedte aan. Om de lezer een indruk te geven van de werking van zulk een impulsvormer, laten we hier een korte beschrijving van enige mogelijkheden volgen.

Ieder elementair deeltje dat de deeltjesteller treft, veroorzaakt ten slotte een lawine van electronen, bij een Geiger-Müller-buis in de buis zelf, bij een scintillatieteller in de fotomultiplicator. Deze electronen laden de parasitaire capaciteit van de getroffen electrode, die zich vervolgens over een weerstand ontlaadt (*fig. 13*). Aldus ontstaan zaagtandvormige spanningsimpulsen, met een steil front en een exponentieel verlopende achterkant. Daar de toegevoerde ladingen sterk uiteenlopen, is de hoogte van de impulsen zeer verschillend; de bruikbare impulsen variëren als 1:20 in amplitude, de kleinste zijn die welke juist boven de ruis uitkomen. Daar het exponentiële verloop bij alle impulsen dezelfde tijdconstante heeft, gaan de verschillen in hoogte gepaard met verschillen in duur.

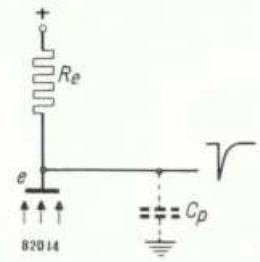


Fig. 13. Ieder elementair deeltje dat een deeltjesteller treft, is oorzaak dat een electronenlawine op een electrode *e* valt. Aan *e* ontstaat dan een negatieve spanningssprong met een steil front en een exponentieel verlopende achterkant. Deze laatste heeft een tijdconstante R_eC_p, als R_e de voedingsweerstand van *e* is en C_p de parasitaire capaciteit.

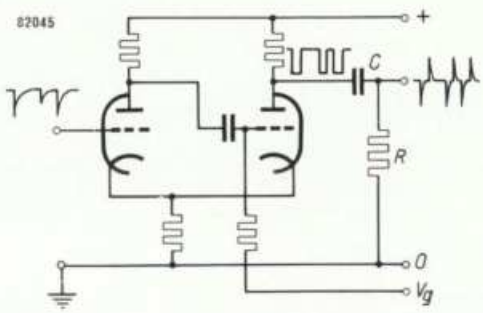


Fig. 14. Multivibrator die de binnenkomende ongelijke impulsen omzet in rechthoekige impulsen van gelijke hoogte, maar ongelijke breedte. Door deze te differentiëren (condensator *C*, weerstand *R*), verkrijgt men positieve en negatieve impulsen die onderling gelijk zijn. Met de voorspanning V_g regelt men het niveau van de ingangsspanning waarbij de multivibrator omslaat.

De gebruikelijke procedure is dat men door begrenzen de allergrootste impulsen enigszins afsnijdt. Met het zo verkregen signaal bestuurt men — eventueel na versterking — een multivibrator, bijv. een zoals getekend is in *fig. 14*. Deze slaat om telkens wanneer het ingangssignaal een bepaalde waarde passeert. De uitgangsspanning is dan blokvormig, met blokken van gelijke amplitude maar ongelijke duur. Ten einde ook gelijkheid in duur te verkrijgen, kan men de impulsen in een *RC*-netwerk differentiëren; daardoor ontstaan positieve en

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

negatieve impulsen, die onderling wèl gelijk zijn. Met een diode snijdt men zo nodig de negatieve impulsen af.

Met de roostervoorspanning V_g (fig. 14) heeft men in de hand bij welke grootte van ingangssignaal het omslaan gebeurt. Men kiest V_g zodanig dat de allerkleinste impulsen, die als ruis opgevat kunnen worden, niet werkzaam zijn. Maar dan heeft men het bezwaar dat twee vlak na elkaar komende impulsen grote kans lopen voor één geteld te worden, want wanneer de tweede impuls al komt terwijl de eerste nog niet beneden het niveau van omslaan is gedaald (*fig. 15*), zal de tweede niet werkzaam kunnen zijn en dus worden overgeslagen.

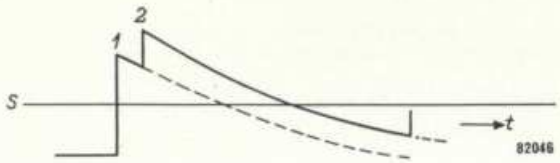


Fig. 15. Wanneer een impuls *2* optreedt nog vóórdat de voorafgaande impuls *1* gedaald is beneden het niveau *S* waarbij de multivibrator (fig. 14) omslaat, dan wordt *2* niet geteld.

Een grote verbetering hierin wordt verkregen door in de impulsvormer een vertragingskabel te gebruiken (*fig. 16a*). De electronenlawine aan de electrode *e* veroorzaakt een negatieve spanningssprong aan *e*. Deze plant zich langs de kabel voort (in de figuur naar links). Aan het eind is de kabel kortgesloten. Daar treedt reflectie met omkering van teken op; er gaat dus een positieve impuls naar rechts lopen. Aan de ingang is de kabel afgesloten met een weerstand (de weerstand R_e namelijk waarover de electrode *e* wordt gevoed), die gelijk is aan de karakteristieke impedantie van de kabel, zodat er aan de ingang geen reflectie optreedt. Het resultaat hier is dus dat de negatieve sprong na twee maal de looptijd van de kabel gevolgd wordt door een positieve sprong, en dat deze twee sprongen samen een rechthoekige impuls vormen (fig. 16*b*). Deze impulsen behoeven nog slechts van teken te worden omgekeerd en op de juiste amplitude gebracht om geschikt te zijn voor het besturen van de laadtriode.

Om de gewenste vertraging op te leveren, zou een werkelijke kabel vele meters lang moeten zijn. Daarom gebruikt men een kunstmatige kabel — hetzij een filter, samengesteld uit spoelen en condensatoren, hetzij een voor deze doeleinden ontworpen „kabel" met grote zelfinductie en capaciteit per eenheid van lengte, zodat een stukje van één tot twee decimeter al voldoende is.

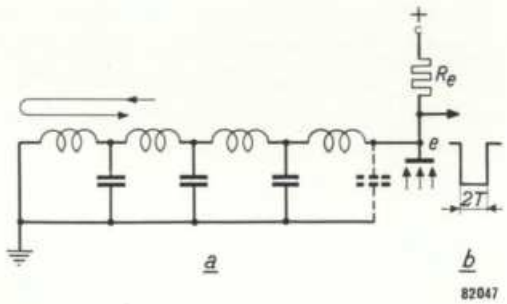


Fig. 16. *a*) Is op de anode *e* (fig. 13) een aan het vrije eind kortgesloten vertragingskabel met karakteristieke impedantie = R_e aangesloten, dan ontstaan aan *e*, bij het optreden van de electronenlawine, rechthoekige impulsen (*b*), met een duur van twee maal de looptijd T van de kabel.

Het kan in de practijk voorkomen dat men hetzelfde decimale telapparaat wenst te gebruiken in combinatie met verschillende soorten deeltjestellers, waarvan de impulsvormers impulsen van verschillende breedte geven. Men zou dan bij iedere deeltjesteller de kathodeweerstand R_k van de laadtriode

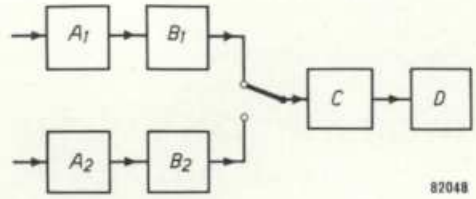


Fig. 17. A_1, A_2 verschillende deeltjestellers, met bijbehorende impulsvormers B_1, B_2. Verschillen de door B_1 en B_2 geleverde impulsen onderling in duur, dan kan men met voordeel een impulsvormer C toevoegen, die impulsen van constante duur levert, ongeacht de duur van de toegevoerde impulsen. D telapparatuur.

een andere waarde moeten geven. Dit is lastig en kan een oorzaak van fouten worden. Men zal daarom liever nogmaals een impulsvormer toevoegen (*C*, *fig. 17*), die de onderling verschillende impulsen omzet in gelijke impulsen. Het is een gelukkige omstandigheid dat de laadtriode kan werken met impulsen die korter duren dan die welke de meeste deeltjestellers afgeven. Nadat de ongelijke impulsen door begrenzen gelijk in amplitude zijn gemaakt, kan men er door differentiëren impulsen van gelijke (driehoekige) vorm uit afleiden (*fig. 18*),

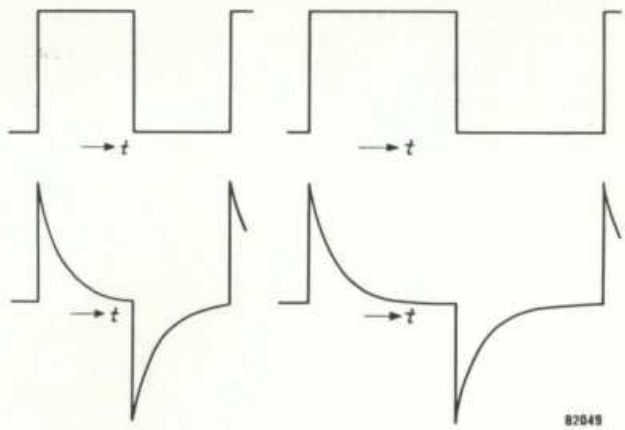


Fig. 18. Door rechthoekige impulsen van gelijke hoogte, maar ongelijke breedte, te differentiëren, krijgt men onderling gelijke driehoekige impulsen. Deze kunnen de laadtriode doen werken (T_1 in fig. 6 en fig. 11).

die weliswaar zeer kort van duur, maar toch nog bruikbaar zijn. Indien de amplitude nu te klein is geworden, kan men de driehoekige impulsen met behulp van een multivibrator weer omzetten in rechthoekige. Op deze wijze is het telapparaat ongevoelig voor de breedte van de oorspronkelijke impulsen geworden.

Samenvatting. Dit artikel behandelt schakelingen, uitgewerkt voor het tellen van zo groot mogelijke aantallen impulsen per seconde met behulp van de decimale telbuis E1T, in het bijzonder het tellen van willekeurig in de tijd verspreide impulsen. De buis E1T heeft twee „dode tijden": de staptijd τ_s voor elk van de stappen 0-1, 1-2, ..., 8-9, en de terugslagtijd τ_r

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor de terugslag van 9 naar 0. Het maximale aantal impulsen dat per seconde geteld kan worden, is bij periodieke impulsen uitsluitend door τ_r beperkt (want $\tau_r > \tau_s$). Bij willekeurig in de tijd verspreide impulsen heeft men te maken met een „gemiddelde dode tijd" τ_m, die zowel van τ_r als van τ_s afhangt; het gemiddelde aantal per seconde geregistreerde impulsen (n) is hier altijd kleiner dan het gemiddelde aantal per seconde toegevoerde impulsen (N). Door N niet te groot te kiezen, kan men het verschil tussen N en n verwaarloosbaar klein houden, bijv. kleiner dan 1%. Bij grotere waarden van N kan men N uit n afleiden door middel van een correctiefactor. Hoe groter echter het verschil tussen N en n, hoe sterker in de correctiefactor de invloed van een eventuele onnauwkeurigheid in τ_m tot uiting komt.

Het artikel behandelt achtereenvolgens een verbeterde impulsvormer, een methode ter verkorting van de staptijd, en twee methodes ter verkorting van de terugslagtijd. De gunstigste resultaten die verkregen werden, zijn: 44 500 willekeurig verspreide impulsen per seconde bij 1 % verlies, en 2,2 millioen periodieke impulsen per seconde. In een aanhangsel wordt nader ingegaan op de impulsvormer die nodig is in de schakeling voor het verkorten van de staptijd.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2169: A. M. Kruithof en A. L. Zijlstra: Les propriétés élastiques d'un certain type de verre (Verres et Réfractaires **8**, 1-13, 1954, No. 1).

De ontspanning van glas (het verdwijnen van inwendige spanningen) bij constante temperatuur blijkt afhankelijk te zijn van een drietal factoren: de viscositeit, de elasticiteit en de elastische nawerking. In het eerste deel van het artikel worden, voor een bepaalde glassoort, deze factoren nader onderzocht, waarbij vooral aandacht wordt besteed aan de elastische nawerking, die, na het plotseling aanbrengen van een vervolgens constant blijvende belasting, als functie van de tijd blijkt te kunnen worden voorgesteld door de som van twee exponentiële functies.

In het tweede deel wordt een formule afgeleid voor de ontspanning bij constante temperatuur van een gestabiliseerd glasstaafje dat door een plotseling aangebrachte, constante kracht tot een van te voren vastgestelde lengte wordt uitgerekt. Ten gevolge van het samenspel van viscositeit, elasticiteit en elastische nawerking zal ontspanning plaatsvinden, welke beschreven wordt door een som van drie exponentiële functies. Deze formule is experimenteel gecontroleerd. De experimentele resultaten vertonen volledige overeenstemming met de theorie.

2170: E. J. W. Verwey: Das Kräftespiel zwischen Teilchen in lyophoben Kolloidsystemen (Kolloid Z. **136**, 46-52, 1954, No. 1).

Uit de theorie blijkt dat het gedrag, en wel in het bijzonder de stabiliteit, van lyophobe colloïden in overeenstemming is met het optreden van evenwicht tussen de aantrekkende krachten van Van der Waals-London en de afstotende krachten van de electrolytische dubbellaag. Op het wezen van deze krachten wordt nader ingegaan. De uitkomsten van de theorie leveren een elegante verklaring van de bekende regel van Schulze-Hardy, en daardoor tevens een vermeerdering van onze kennis van de Van der Waals-London-krachten.

2171: H. J. G. Meyer: Theory of radiationless transitions of F centres (Physica **20**, 181-182, 1954, No. 3).

Het artikel bevat berekeningen gebaseerd op het model van Huang-Rhys over de waarschijnlijkheid van stralingsloze overgangen in F-centra. Door het invoeren van een zeer goed geldige benaderingsformule voor gemodificeerde Bessel-functies van groot argument en grote index, wordt een uitdrukking verkregen die een eenvoudige physische interpretatie toelaat voor het geval van hoge en lage temperaturen en die zich goed leent voor numerieke berekeningen. Het blijkt dat met dit model in principe grote overgangswaarschijnlijkheden voor stralingsloze overgangen kunnen worden verkregen.

2172: J. Volger: Electrical properties of ceramics, Part I. Semiconductors (Research **7**, 196-203, 1954, No. 5).

Er wordt een overzicht gegeven van enige keramische producten die van belang zijn in de electrotechnische industrie. De meeste van de beschouwde materialen zijn oxydes van de overgangsmetalen. Eerst worden enige inleidende opmerkingen gemaakt over de kristalstructuur en over het voorkomen van bepaalde substituties en van fouten in het kristalrooster. Daarna volgt een bespreking van het electrisch geleidingsmechanisme, waarbij wordt ingegaan op het verband dat bestaat tussen dit geleidingsmechanisme en het optreden van bepaalde ionen der overgangsmetalen in verschillende valentietoestanden. De invloed van de polykristallijne structuur van deze materialen op de electrische geleiding en op een aantal geleidingseffecten (bijv. Hall-effect, frequentie-afhankelijkheid van de weerstand en weerstandsverandering in magneetvelden) worden in het kort besproken. Enige toepassingen van keramische halfgeleidende oxydes worden genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!